UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR 3ème cycle

Spécialité : Physique Nucléaire

PAR

TARARINE MICHEL

SUJET : Etude des performances d'un système de mesure de temps de vol dans l'expérience R608

Soutenue le 24 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

MM. P. LEHMANN Président

B. BLOCH-DEVAUX

J. HAISSINSKI

J. ZSEMBERY

UNIV.
LIBRARY
IOWA

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR 3ème cycle

Spécialité : Physique Nucléaire

PAR

TARARINE MICHEL

SUJET : Etude des performances d'un système de mesure de temps de vol dans l'expérience R608

Soutenue le 24 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

MM. P. LEHMANN Président

B. BLOCH-DEVAUX

J. HAISSINSKI

J. ZSEMBERY

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur P. Lehmann qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, ainsi que Monsieur A. Lévèque qui m'a permis d'effectuer ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Madame B. Bloch-Devaux qui m'a guidé tout au long de mes études de 3ème cycle. J'ai pu bénéficier de son aide constante, de ses conseils, ainsi que de sa profonde expérience des divers problèmes qui se sont posés dans mon travail.

Que Monsieur J. Zsembéry, Monsieur J.B. Chèze et Monsieur J. Alitti trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour tous les conseils et encouragements qu'ils m'ont apporté.

Je ne saurais oublier tous les membres des équipes de Saclay et de U.C.L.A. sans lesquels rien n'aurait été possible.

Je remercie également Madame O. Lebey qui a assuré avec patience la présentation du texte.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547306_0039

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION 1

I - LA PHYSIQUE DANS L'EXPERIENCE R608 3

1 - Les réactions pp 4

2 - Les réactions à faible transfert 5

3 - L'expérience R608 6

II - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL 9

1 - Les anneaux de stockage à intersections ISR 9

2 - Le dispositif expérimental 10

A Le tube à vide 11

B L'aimant 11

C Les chambres proportionnelles 12

D Les compteurs Cerenkov 15

E Les compteurs à scintillation 15

F Le système d'acquisition et d'analyse 17

i) Le calculateur 17
ii) L'interface 17
iii) Le logiciel 18

III - LE TEMPS DE VOL, DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CALCULS PRELIMINAIRES 21

1 - Identification des particules, résolution et pouvoir séparateur 21

2 - Dispositif expérimental 23

A Description générale 23

B Caractéristiques des éléments utilisés 23

i) Scintillateurs 23
ii) Photomultiplicateurs 24
iii) Circuits électroniques 24

3 - Etudes préliminaires 25

A Calibration des TDC 25

B Alignement des compteurs 26

C Calcul de l'efficacité et correction due à l'activité résiduelle 28

i) Estimation de l'activité résiduelle 29
ii) Résultats 30

IV- CALIBRATION DU SYSTEME DE TEMPS DE VOL 33

1 - Introduction 33

2 - Calibration 34

A Production du signal lumineux dans le scintillateur 34

B Propagation des signaux lumineux jusqu'au P.M. 35

i) Position de l'impact dans le scintillateur 36
ii) Précision de la mesure de la position X du point d'impact 38

C Traitement du signal optique par le photomultiplicateur 39

D Traitement électronique des signaux 41

E Détermination des constantes de calibration 42

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX 49

1 - Résolution en temps 49

A Résolution sur le temps de vol calculé 49

i) Contribution à l'erreur du terme en $\Delta p/p$ 51

* Erreur due à la résolution spatiale des chambres proportionnelles 51
* Erreur due à la diffusion multiple 52
* Calcul de l'erreur 53

ii) Contribution à l'erreur du terme en $\Delta d/d$ 54
iii) Calcul de l'erreur globale 54

B Résolution sur le temps de vol mesuré 55

2 - Stabilité des mesures 57

A Stabilité en fonction de la position de l'impact dans le scintillateur 57

B Stabilité en fonction de l'atténuation du signal 58

C Conclusion 59

D Stabilité dans le temps 61

3 - Résolution en masse et identification 63

A Résultats expérimentaux 64
B Conclusion 66

4 - Identification et reconstruction de particules Λ° 68

A Sélection 68
B Identification et reconstruction 69
C Conclusion 73

5 - Identification et reconstruction de particules K°_s 73

A Sélection 73
B Identification et reconstruction 73
C Conclusion 75

CONCLUSION 77

ANNEXES : 1. Le Poméron 81
2. Calcul de la luminosité 83
3. Calcul de la fonction de transmission du scintillateur 87
4. Calcul du signal lumineux reçu par le photomultiplicateur 89
5. Influence de la photostatistique sur la résolution en temps des signaux 91

REFERENCES 93

LEGENDE DES FIGURES 97

FIGURES

INTRODUCTION

L'expérience R 608 a pour objet l'étude des systèmes multi-particules produits vers l'avant lors d'interactions pp ou $p\bar{p}$ aux ISR du C.E.R.N.

Cette étude nécessite une identification des particules chargées produites lors de ces interactions, ceci est réalisé ici à l'aide de deux détecteurs à effet Cerenkov, sensibles au paramètre $\beta = \frac{v}{c}$ des particules.

Les indices des milieux réfringents utilisés dans ces deux détecteurs ont été déterminés de façon à optimiser l'identification des particules sur un domaine d'impulsion compris entre 0 et 32 GeV/c (impulsion maximale des faisceaux) ; le choix effectué laisse cependant subsister une zone d'impulsion inférieure à 2,5 GeV/c où l'identification des particules n'est pas réalisable.

Ainsi, le spectre en impulsion des particules analysées étant compris entre 0 et 32 GeV/c (figure I.1), 10 % des particules ne peuvent être identifiées par cette méthode.

Par ailleurs, il était possible d'ajouter à l'appareillage initialement prévu un hodoscope de coût relativement faible. Cet hodoscope, associé à celui déjà en place en amont du spectromètre, devait permettre de mesurer les temps de vol des particules entre ces deux détecteurs. La mesure du temps de vol est une autre façon de mesurer le paramètre β des particules et donc de les identifier.

Bien que ce dispositif de mesure de temps de vol n'ait pas été optimisé, il était nécessaire de l'utiliser au mieux de ses possibilités.

L'objet du travail présenté ici est l'étude des performances de ce système et sa mise en exploitation.

Le Chapitre I comprend un rapide exposé des buts physiques de l'expérience R 608 dans le cadre du modèle des quarks utilisé pour décrire la structure interne des particules élémentaires.

Dans le Chapitre II est donnée une description générale du dispositif expérimental et de ses caractéristiques.

Le Chapitre III décrit en détail le système de mesure de temps de vol et ses caractéristiques.

Le Chapitre IV expose la méthode de calibration du système.

Enfin, le Chapitre V présente les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de ce dispositif.

CHAPITRE I

LA PHYSIQUE DANS L'EXPÉRIENCE R 608

Les expériences de diffusion inélastique profonde électron-proton et électron-neutron ont clairement révélé l'existence d'une structure interne du nucléon. Ces observations amenèrent à formuler l'hypothèse considérant le proton et le neutron comme constitués d'éléments ponctuels, appelés partons, et plus tard, quarks.

Supposant les quarks par définition sans structure, la diffusion électron-quark est élastique, et par suite, la diffusion électron-proton peut être considérée comme une somme de diffusions électron-constituant élémentaire du proton. La diffusion e-p permet ainsi de mesurer la distribution en impulsion des quarks à l'intérieur du proton.

Par suite, la connaissance de la distribution en $X_{FEYNMAN}$ des quarks de valence à l'intérieur du proton permet d'effectuer un certain nombre de prédictions sur le comportement des sections efficaces inclusives dans des réactions purement hadroniques, telles que la diffusion pp ou $p\bar{p}$. La variable X_F de FEYNMAN est définie de la façon suivante :

$$X_F = \frac{P_L}{P_{MAX}}$$

où P_L représente la composante de l'impulsion de la particule sur la direction incidente et P_{MAX} l'impulsion maximum de la particule étudiée.

De fait, certaines prédictions ont été vérifiées, notamment la similitude entre les distributions de pions ou de dipions rapides produits à faible moment transverse (P_T) lors de collisions pp et la distribution en X_F des quarks de valence du proton (connue par diffusion e-p).

Beaucoup d'autres propriétés de l'interaction pp peuvent ainsi être expliquées à l'aide d'un modèle naïf de quarks-partons.

1 - Les réactions pp

L'étude des réactions pp à haute énergie a montré que la plupart des particules produites dans ces réactions étaient émises avec une faible valeur du moment transverse P_T. Par ailleurs, les réactions avec émission de particules à grand P_T (> 2 GeV/c) présentaient des caractéristiques (nature des particules produites, comportement de l'amplitude de diffusion) différentes de celles où des particules étaient émises à petit P_T.

Dans le cadre du modèle des quarks, les hadrons produits à grand P_T proviennent de la collision frontale de deux quarks de valence des protons incidents. Par la suite, les deux quarks se fragmentent et donnent naissance à des gerbes hadroniques.

Les quarks de valence n'ayant pas participé à l'interaction conservent l'impulsion qu'ils avaient à l'intérieur du proton incident et interviennent alors dans la production de particules à faible P_T.

La production de particules à petit P_T sera examinée plus en détail par la suite.

2 - Les réactions pp avec émission de particules à faible P_T

Certaines particules émises vers l'avant lors de collisions pp à haute énergie peuvent contenir un ou plusieurs quarks de valence du proton incident. Le modèle des quarks prévoit donc une forte dépendance des sections efficaces inclusives de production de ces particules (ou résonances) avec la distribution en $X_{FEYNMAN}$ de leur composants à l'intérieur du proton.

L'étude de ce type de réaction permet de mettre en évidence des corrélations entre la structure interne du proton et la production de systèmes hadroniques.

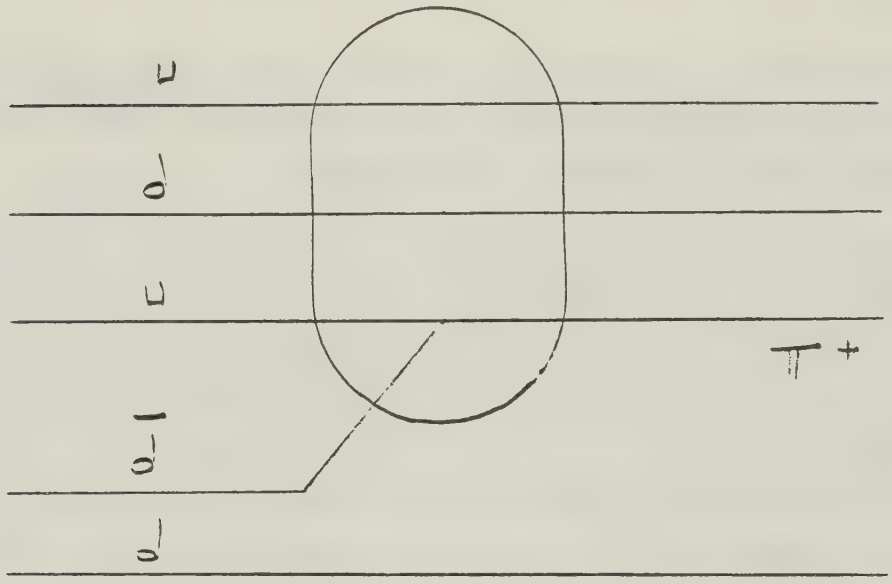
Ainsi, des mesures de sections efficaces de production inclusives de dipions, effectuées lors d'une précédente expérience (R 603), ont montré une forte différence entre les sections efficaces inclusives $(\frac{d\sigma}{dx})$ de production de systèmes $\pi^- \pi^-$ d'une part, et $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^+$ d'autre part (1) (figure I.2). Cette observation peut s'interpréter par le fait qu'il n'y a qu'un seul quark de valence d dans le proton. Dans le cas de la production du dipion $\pi^- \pi^-$, seul l'un des pions peut contenir le quark de valence d ; l'autre doit nécessairement provenir de la matérialisation d'une paire quark-antiquark de la mer.

De même, la différence observée entre les sections efficaces inclusives de production de $\Sigma^{\pm}$ (2) (figure I.3) peut être interprétée de façon analogue, les Σ^+ et Σ^- étant composés respectivement des quarks uus et dds. La production de Σ^- exige donc la matérialisation d'une paire $d\bar{d}$, tandis que celle du Σ^+ ne nécessite que les deux quarks uu du proton incident.

Deux des modèles les plus souvent proposés, permettant de rendre compte de ces observations, sont le modèle de fragmentation et le modèle de recombinaison, dû à Das et Hwa (3)

Dans le modèle de fragmentation, les hadrons produits viennent de la fragmentation de quarks de valence du proton incident.

Dans le modèle de recombinaison, certains des hadrons seraient le produit de la recombinaison d'un ou plusieurs quarks du proton incident avec un quark où un antiquark de la mer appartenant en commun aux deux protons incidents.



Certaines constatations expérimentales conduisent à considérer le modèle de recombinaison plutôt que le précédent. Par exemple, l'hypothèse de la fragmentation de l'un des quarks de valence en systèmes multi-corps devrait conduire à un rapport de production $\pi^+ \pi^+/\pi^- \pi^-$ voisin de 2, ce qui est en contradiction avec les mesures expérimentales (figure I.2).

3 - L'expérience R 608

L'expérience R 608 fait suite à une première expérience (R 603) dont les résultats avaient souligné l'intérêt que présente l'étude de systèmes hadroniques de grande impulsion longitudinale.

La nouvelle expérience, outre une étude plus détaillée de ces systèmes hadroniques (incluant l'étude de la production de particules charmées), devrait également permettre de poursuivre l'étude de phénomènes encore imparfaitement expliqués, tels que la polarisation du baryon Λ°, ou encore la brisure de la factorisation du Pomeron (cf. Appendice I).

Il devrait être ainsi possible d'approfondir le mécanisme de formation du baryon charmé Λ_c (4) encore mal connu, et d'observer la production de paires $\Lambda_c \bar{D}$.

Cette expérience poursuivra aussi l'étude systématique de la production de particules à faible P_T, ainsi que leur comparaison dans des événements de nature différente, inclusifs, diffractifs ou encore lors d'interactions comportant un grand nombre de particules dans l'état final.

L'appareillage utilisé dans l'expérience R 608 présente trois améliorations importantes par rapport à celui utilisé dans la précédente (R 603) :

* l'acceptance angulaire du dispositif expérimental de R 608 est de $\pm$ 150 mrad dans les directions verticales et horizontales, alors qu'elle n'était que de $\pm$ 90 et $\pm$ 55 mrad respectivement dans R 603 .

* la résolution angulaire est améliorée d'un facteur 2 (ce qui entraîne $\frac{\delta p}{p} \sim 0.0027\ p$ à comparer avec 0,0041 p précédemment). Cette amélioration est due d'une part à une minimisation de l'épaisseur des matériaux introduisant une diffusion multiple importante, d'autre part à l'utilisation de chambres proportionnelles avec lecture du temps de dérive, dites "mini-drift" (5) .

* le système d'identification des particules par les détecteurs Cerenkov a été amélioré par l'utilisation de deux compteurs multi-cellulaires de seuils différents permettant d'identifier les particules produites à partir de 2,5 GeV/c.

CHAPITRE II

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1 - Les anneaux de stockage à intersections ISR

Les ISR sont constitués de deux anneaux dans lesquels circulent les faisceaux de protons. Chacun de ces anneaux a la forme d'un carré aux angles arrondis, et est décalé par rapport à l'autre d'un angle de 45°. Les anneaux se croisent donc en 8 intersections, avec un angle de 14° 8 entre les deux faisceaux. Le diamètre moyen des anneaux est de 300 m (figure II.1).

L'intérêt des ISR, par rapport à une machine à cible fixe, réside dans l'énergie totale disponible. Les protons de chaque faisceau des ISR étant accélérés jusqu'à une énergie maximum de 31 GeV, l'énergie totale dans le système du centre de masse est de 62 GeV ; pour parvenir à une même énergie avec un accélérateur classique, les protons dévraient être accélérés jusqu'à 2 000 GeV. En fonctionnement standard, l'impulsion des faisceaux des ISR peut être ajustée à 11, 15, 22, 26 et 31 GeV/c.

Les hautes énergies atteintes rendent particulièrement intéressante aux ISR la recherche de particules lourdes ou la recherche et l'étude des quarks. Cependant, les sections efficaces de production de telles particules étant faibles, il faut considérer les taux de réactions obtenus.

Le nombre R de réactions par unité de temps s'écrit :

$$R = \sigma L$$

où σ est la section efficace de la réaction étudiée et L la luminosité, proportionnelle au produit des courants circulant dans chaque anneau. Sa valeur moyenne vaut 25 à 30.10^{30} $cm^{-2}.s^{-1}$ lorsqu'il y a 35 ampères par faisceau.

Ainsi, pour l'étude de la production du baryon charmé Λ_c^+, par exemple, la section efficace inclusive étant approximativement égale à $B\sigma = 5,3 \pm 1,3$ μb^*, on s'attend à un taux de production de l'ordre de

$$N = 140 \text{ réactions par seconde}$$

* $0,75 < X_{FEYNMAN} < 0.90$ et production limitée à un hémisphère (4). Mesure effectuée lors de la précédente expérience R 603, avec B = rapport de branchement des réactions de désintégration

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

et

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ p$$

2 - Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental se compose d'un spectromètre qui détermine les trajectoires et identifie la nature des particules produites vers l'avant autour de l'un des faisceaux. Le schéma général de l'installation est représenté à la figure II.2.

Le champ magnétique est produit par un aimant d'ouverture 150 mrad.

Des chambres proportionnelles placées de part et d'autre de l'aimant permettent de déterminer les trajectoires des particules dans le champ magnétique et d'en déduire leur impulsion.

Un système de compteurs Cerenkov (2 compteurs remplis respectivement de CO_2 et de fréon 114) permet l'identification des particules.

Des ensembles de scintillateurs plastiques rapides, placés de part et d'autre de l'intersection sur chacun des deux faisceaux, interviennent dans la logique rapide de sélection des événements de façon à définir les événements faisceau-faisceau (logique de niveau 1) et à présélectionner un type particulier d'événement (logique de niveau 2, élastique, diffractif, etc...).

Nous allons maintenant examiner plus en détail la composition du spectromètre.

A Le tube à vide

Afin de minimiser l'épaisseur des matériaux introduisant une diffusion multiple importante, un tube à vide spécial a été réalisé. Le tube de l'anneau dans lequel circule l'un des faisceaux s'évase progressivement à partir de l'intersection, formant un cône de longueur 189 cm, et de diamètre à la base 64 cm. La paroi de la base du cône est formée d'une feuille d'acier spécial d'épaisseur 0,3 mm, subissant une force totale de plus de 2 tonnes.

B L'aimant

L'aimant, dont le centre est placé à 470 cm de l'intersection, produit un champ magnétique de valeur maximum 2,8 kGauss. De part et d'autre du plan horizontal passant par le centre de l'aimant sont insérées deux plaques d'acier d'épaisseur totale 12 cm, entre lesquelles circule le faisceau de protons, et dont les propriétés ferromagnétiques permettent de minimiser le champ magnétique entre les plaques, réduisant ainsi les perturbations apportées au faisceau. Ce blindage constitue une zone morte vue depuis l'intersection sous un angle de $\pm$ 15 mrd.

C Les chambres proportionnelles

Le type particulier de chambre choisi dans l'expérience répond à deux exigences a priori contradictoires :

D'une part, les flux élevés de particules produits vers l'avant aux ISR favorisent l'utilisation de chambres proportionnelles avec un grand nombre de fils, plutôt que de chambres à dérive où l'on aurait souvent à détecter le passage de plusieurs particules dans la même cellule de dérive. Ceci entraîne la mise en oeuvre d'une électronique complexe et des difficultés accrues pour la reconstruction des traces.

D'autre part, la résolution spatiale exigée est de 200 à 300 µm, qui est typiquement celle de chambres à dérive.

La résolution spatiale de chambres proportionnelles est directement liée à l'espacement entre les fils. Ainsi, une résolution de quelques centaines de µm correspondrait à un espacement entre les fils inférieur au millimètre. Ceci est très difficile à réaliser, surtout sur de grandes surfaces.

Le compromis choisi a été d'utiliser des chambres proportionnelles, dont les fils sont espacés de 3 mm, équipés d'un dispositif de mesure du temps de dérive. Il devient alors possible de détecter des flux élevés de particules, avec une résolution spatiale de l'ordre de $\sigma \sim 200$ µm.

De plus, la distance de dérive étant très faible (1,5 mm), il suffit de mesurer des temps courts (< 30 ns) ; ainsi, l'électronique équipant chaque fil n'a besoin que de 4 digits pour coder le temps mesuré, à raison de 5 ns par digit. Il devient alors possible de réaliser un système électronique de mesure du temps de dérive pour les 16 000 fils équipant l'ensemble des chambres du spectromètre, pour un coût raisonnable.

Celui-ci comprend cinq ensembles de deux chambres proportionnelles, notées CH1, CH2, ..., CH5. Les deux chambres de chaque ensemble sont, par construction, symétriques par rapport au plan horizontal passant par le faisceau, et placées de part et d'autre. Chaque chambre est constituée de 4 plans de fils en tungstène doré de diamètre 20 µm, espacée de 3 mm. Ces plans, notés respectivement X, X', Y, U au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'intersection, sont espacés de 14 mm. Entre chaque plan sont intercalées des feuilles de mylar graphité d'épaisseur 28 µm, et portées à un potentiel négatif d'environ 3,3 kV.

Chaque fil est relié à un dispositif de mesure du temps de dérive. Lors du passage d'une particule, on recueille les deux informations suivantes, numéro du fil touché et temps de dérive des électrons produits par ionisation depuis l'emplacement de l'impact jusqu'au fil. Connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, la position de l'impact de la particule est déterminée avec une bonne précision.

Les plans X et X' sont tous deux constitués de fils verticaux, permettant de déterminer les positions des trajectoires des particules dans la vue horizontale. Les fils X sont décalés par rapport aux fils X' d'une distance variable selon les chambres. Cette disposition particulière d'une part améliore la précision de la mesure (la position de la trajectoire étant mesurée à la fois par les plans X et X'), et d'autre part permet d'optimiser la résolution des ambiguités droite-gauche. En effet, lors du passage d'une particule chargée, les informations recueillies ne permettent pas de déterminer directement la position de l'impact de la trace, celui-ci ayant pu a priori se produire aussi bien à droite qu'à gauche du fil (5) . La recherche d'une précision maximale dans la vue horizontale est en effet importante. Le calcul des impulsions des particules analysées est effectué à partir de la mesure de la courbure des trajectoires dans le plan XoZ (la composante B_Y du champ magnétique est en moyenne de deux ordres de grandeur supérieure aux composantes B_X et B_Z).

Le plan Y est constitué de fils horizontaux, permettant de déterminer les trajectoires dans la vue verticale.

Le plan U, servant à associer les traces reconstruites dans les plans XoZ et YoZ, est constitué de fils inclinés, dont la tangente de l'angle d'inclinaison par rapport à la verticale vaut $\pm$ 3/4 (soit $\alpha_{\text{inclinaison}} = \pm 36{,}87°$) selon que les chambres se situent respectivement en-dessus ou en-dessous du faisceau des ISR.

La résolution spatiale obtenue avec ce type de chambre est égale à $\sigma \approx 0{,}200$ mm, ce qui permet d'obtenir une résolution en impulsion définie par

$$\frac{\delta p}{p} \sim 0{,}0027\ p$$

pour des impulsions supérieures à 8 GeV/c. Les caractéristiques géométriques des chambres sont résumées dans le tableau suivant :

TABLEAU I

	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Distance à l'intersection (cm)
Chambre I	968	535	230
Chambre II	1 160	635,5	298
Chambre III	1 468	753,5	367
Chambre IV	2 108	1 097	553
Chambre V	2 552	1 349	755

D Les compteurs Cerenkov

L'ensemble des compteurs Cerenkov se compose de quatre compteurs indépendants remplis de gaz à pression atmosphérique. Entre l'aimant et la chambre V se trouve un premier ensemble de deux compteurs à CO_2, situés en-dessus et en-dessous du faisceau ; derrière la chambre V sont disposés de façon identique deux compteurs au Fréon 114.

Chaque compteur est constitué de 8 cellules indépendantes. A l'intérieur de chaque cellule un miroir focalise la lumière Cerenkov vers un photomultiplicateur. Ce système de cellules indépendantes permet une identification aisée de la plus grande partie des particules émises lors d'événements à haute multiplicité.

Le schéma général de l'installation des compteurs Cerenkov est représenté à la figure II.3 ; les caractéristiques détaillées des compteurs sont indiquées à la figure II.4.

E Les compteurs à scintillation

L'ensemble des compteurs à scintillation se décompose en plusieurs éléments :

L'hodoscope AV, situé entre la base du cône du tube à vide et la chambre I, se compose de quatre scintillateurs disposés horizontalement, et sert d'une part à effectuer des mesures de luminosité et participe à la logique rapide de déclenchement , d'autre part à mesurer le temps de vol des particules analysées par le spectromètre.

Utilisé en coïncidence avec l'hodoscope AV, l'hodoscope F1 permet d'effectuer des mesures de luminosité (cf. Annexe II) et de séparer les événements provenant d'une interaction pp de ceux dus aux interactions des protons du faisceau avec le gaz résiduel du tube à vide.

L'hodoscope F1 est situé sur le deuxième faisceau (cf. figure II.2) en aval de la zone d'interaction. Ainsi, les particules produites de part et d'autre de l'intersection lors d'une interaction pp seront détectées par les deux hodoscopes AV et F1 de façon synchrone, alors qu'il n'en sera pas de même pour des particules provenant du bruit de fond (halo de particules entourant les faisceaux).

L'hodoscope AR, situé derrière le compteur Cerenkov au Fréon 114 est constitué de 12 lattes de scintillateur disposées horizontalement et sert à effectuer des mesures de temps de vol. On appellera "base de temps" la distance séparant les deux hodoscopes AV et AR. Une description plus détaillée du dispositif de mesure de temps de vol et de ses caractéristiques sera donnée dans le chapitre suivant. Dans le cas d'interactions $p\bar{p}$, l'hodoscope AR intervient dans la logique de déclenchement pour diminuer le taux d'événements parasites (rayons cosmiques, activité résiduelle du tube à vide, etc...).

L'hodoscope X, formé de 10 scintillateurs placés autour de la zone d'interaction comme les douves d'un tonneau, intervient d'une part dans la mesure de la multiplicité des événements, et d'autre part dans la logique de déclenchement.

Les caractéristiques géométriques de ces différents compteurs sont résumées dans le tableau suivant :

TABLEAU II

Nom	Nombre de compteurs	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Epaisseur (mm)	Distance à l'intersection (cm)
AV	4	70	15	3	222
AR	12	270	20	20	887
F1	2	56,8	42	5	215
X	10	70	2 x 7,6 8 x 10,3	10	15

F Le système d'acquisition et d'analyse

L'acquisition, la mise sur bande et le traitement en ligne des données sont effectués par un calculateur DEC - PDP 11/45. Celui-ci est relié à l'électronique par l'intermédiaire d'une interface CAMAC - PDP 11/45. Le CAMAC est un standard particulièrement adapté à l'acquisition par l'ordinateur des informations stockées dans les modules d'électronique rapide.

i) Le calculateur

Le calculateur comprend :

- une unité centrale
- une ou plusieurs mémoires (100 Kmots de mémoire centrale)
- des périphériques

Ces différents éléments sont reliés par un BUS rapide constitué de lignes d'adresses, de données et de contrôle.

Les périphériques permettent soit un dialogue entre l'utilisateur et la machine, soit un stockage des informations. L'ensemble des périphériques utilisés est composé de :

- un disque dur d'une capacité de 1 M mot, utilisé pour le stockage des programmes utilitaires
- une console de visualisation pour le dialogue avec l'utilisateur
- une imprimante
- une unité de visualisation graphique TEKTRONIX 611, servant à visualiser les histogramme, etc...
- deux unités de bande magnétique 1 600 Bpi.

ii) L'interface

Le CAMAC est un système modulaire extensible de communication entre le calculateur et certains modules.

Il repose sur l'utilisation d'un réseau de connexions servant au lancement d'ordres, vérifications d'état et au transfert des informations. Ce réseau est constitué d'un certain nombre de lignes permettant l'adressage des modules et des lancements d'actions spécifiques.

Par l'intermédiaire de l'interface CAMAC - PDP 11/45 conçue et réalisée à Saclay, l'ordinateur peut ainsi soit lancer des ordres d'exécution, soit recevoir des informations provenant des modules, ou procéder à leur transfert.

L'interface est aussi connectée au système d'interruption du calculateur. Ces interruptions servent à indiquer soit le début ou la fin d'un cycle (cas des machines pulsées), soit la présence d'un événement, de façon à ce qu'il puisse répartir au mieux les temps réservés à l'acquisition et au traitement des données.

iii) Le logiciel

Le système utilisé dans l'expérience R 608 utilise le moniteur RT-11. C'est celui-ci qui effectue la gestion des priorités des tâches, les transferts d'informations, le chargement des mémoires, le lancement et le contrôle de l'exécution des programmes, etc...

Le programme d'acquisition et d'analyse en ligne adopté pour l'expérience, appelé MULTI, est nouveau au D.Ph.P.E. . C'est une adaptation du système standard utilisé au laboratoire de FERMILAB.

Le programme MULTI peut se décomposer grossièrement en trois processeurs :

- acquisition
- mise sur bande
- traitement en ligne.

L'acquisition, la mise sur bande et la gestion des buffers sont des ensembles de programmes assembleur qui communiquent entre eux par des tampons de mémoire, et gèrent la mise en forme de l'enregistrement à écrire sur bande magnétique.

Le traitement en ligne est essentiellement un programme FORTRAN, plus simple à manipuler, qui contrôle les événements, gère les histogrammes, etc...

Une des nombreuses nouveautés du système MULTI par rapport aux précédents est, par exemple, de pouvoir définir et utiliser en cours de prise de données des histogrammes variés tels que ceux provenant de modules ADC ou TDC, ou bien de fils touchés par plan de chambre proportionnelle, etc...

Il existe également un certain nombre de programmes permettant de tester différentes parties de l'appareillage, ou de vérifier le programme d'analyse par production artificielle d'événements, etc...

CHAPITRE III

LE TEMPS DE VOL
DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET CALCULS PRÉLIMINAIRES

L'identification des particules analysées par le spectromètre est assurée essentiellement par les compteurs Cerenkov. En effet, 90 % des particules produites ont un domaine d'impulsion correspondant à leurs zones d'efficacité et sont donc directement identifiables. Les particules dont l'impulsion est inférieure à 2,5 GeV/c sont exclues de ces zones d'efficacité (figure II.4), mais sont identifiables par mesure de temps de vol.

1 - Identification des particules, résolution et pouvoir séparateur

On mesure le temps de vol T d'une particule entre deux compteurs distants d'une longueur L. Ceci permet, connaissant par ailleurs son impulsion, de l'identifier en déterminant sa masse par la transformation simple :

$$m^2 = p^2 \left(\frac{c^2 T^2}{L^2} - 1 \right) \qquad (1)$$

c : vitesse de la lumière
T : temps de vol de la particule
L : distance parcourue (base de temps)
p : impulsion
m : masse

L'incertitude sur la mesure du temps de vol est reliée à l'incertitude sur la masse par la relation :

$$\Delta m^2 = 2\, p^2 \left(\frac{c^2}{L^2} T\, \Delta T \right) \qquad (2)$$

On voit d'après la formule (2) que l'incertitude sur le carré de la masse de la particule varie comme le carré de son impulsion. Ainsi, un facteur 2 sur l'impulsion de la particule exige un facteur 4 sur la précision de la mesure du temps de vol, si l'on veut obtenir une résolution identique sur la masse mesurée.

Le pouvoir séparateur requis dépend bien entendu des différents types de particules à identifier. La différence de temps de vol pour deux particules de masses distinctes est donnée par la formule :

$$T_1 - T_2 = \frac{T_o}{p} \left[\sqrt{M_1^2 + p^2} - \sqrt{M_2^2 + p^2} \right] \qquad (3)$$

où T_o est le temps de vol d'une particule se déplaçant à la vitesse de la lumière, soit $\frac{L}{c}$, L étant la base de temps.

La formule (3) a été utilisée pour tracer les courbes représentant $T_1 - T_2 = f(p)$ (figure III.1) pour différentes paires de particules, avec une base de temps égale à 6 m.

Ainsi, pour une résolution de 1 ns, il est possible de séparer avec un écart standard des paires pion-kaon jusqu'à 1,5 GeV/c, kaon-proton jusqu'à 2,5 GeV/c et pion-proton jusqu'à 2,9 GeV/c.

2 - Dispositif expérimental

A Description générale

Le dispositif utilisé (figure II.3) comprend 4 scintillateurs disposés horizontalement, notés AV, placés à 2,2 m de l'intersection, et 12 scintillateurs, notés AR, à 8,9 m de l'intersection. Aux deux extrémités de chaque scintillateur est fixé un guide de lumière en lucite, sur lequel est monté un photomultiplicateur, dont les signaux sont analysés par un ensemble de modules de traitement et de codage (discriminateurs, ADC, TDC, ...).

B Caractéristiques des éléments utilisés

i) Scintillateurs

Les scintillateurs utilisés sont du type KSTI 415 pour l'hodoscope AV, et RÖHM GS 2003 (SUPERPLEXIPOP) pour l'hodoscope AR. Le KSTI 415 est un scintillateur polystyrène étudié et développé par les laboratoires du DPhPE-STIPE et de KSH-Plastics. Il présente des caractéristiques intéressantes - grande luminosité, longueur d'atténuation de l'ordre du mètre, rapidité, prix de revient - qui, outre sa polyvalence (utilisation en vision directe par un photomultiplicateur ou combinée avec un convertisseur de fréquence) en font un produit facilement disponible et utilisable.

Le GS 2003 est un scintillateur PMMA (polyméthylmétacrylate) - PVT (polyvinyltoluène) développé par RÖHM. Quelques propriétés intrinsèques de ces scintillateurs ainsi que leurs caractéristiques géométriques sont représentées dans le Tableau III.2.

ii) Photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs sont du type PHILIPS 2232, dont les caractéristiques (8) sont résumées dans le Tableau III.3.

iii) Circuits électroniques

Parmi les modules utilisés pour le montage électronique on peut citer :

- discriminateurs LECROY 621 L
- ADC 2249 A (1 024 canaux, 0,25 pC/canal)

  Les modules ADC ("Analogic to Digital Converter") servent à mesurer l'intégrale d'un signal, correspondant à sa charge totale.
- TDC 2228 A (1 024 canaux, 50 ps/canal).

Les modules TDC ("Time to Digital Converter") servent à mesurer le temps séparant 2 signaux notés START et STOP.

Le signal START, commun à tous les canaux TDC, est généré par la logique rapide de déclenchement.

Les signaux STOP correspondent aux signaux de sortie des photomultiplicateurs qui passent le seuil des discriminateurs.

Si aucun signal supérieur au seuil ne parvient au TDC, l'échelle de comptage passe en débordement, l'information n'est alors plus significative.

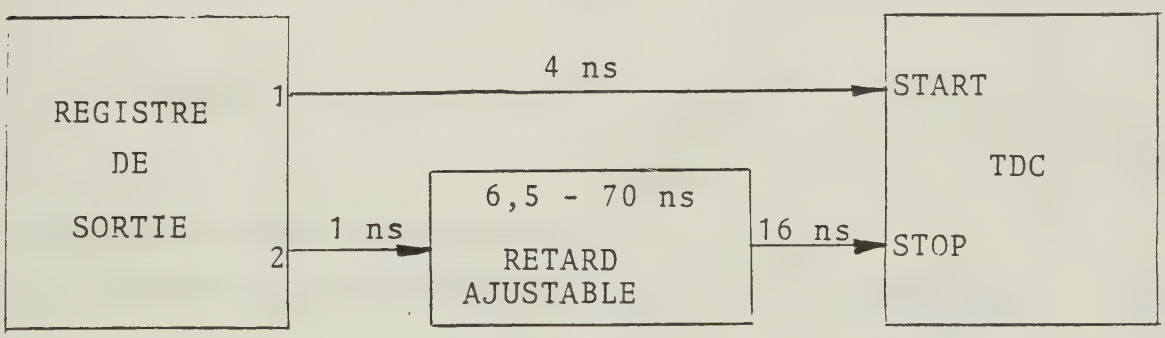
3 - Etudes préliminaires

Avant toute étude du système de temps de vol, il importe de procéder à un ajustement de certains éléments du système. Par exemple, il faut mesurer de façon précise la largeur des canaux TDC : en effet, les tolérances sur les valeurs indiquées (± 6 % soit 3 ps/canal) peuvent introduire des erreurs de l'ordre de ∿ .3 ns incompatibles avec la résolution minimale souhaitée (figure III.1).

Il est également indispensable de procéder à un alignement vertical des compteurs, de façon à avoir une efficacité maximale du système de détection.

A Calibration des TDC

Le schéma du montage utilisé est représenté à la figure ci-dessous :



Chaque canal TDC est testé individuellement sous le contrôle d'un mini-calculateur CAVIAR étudié et développé au C.E.R.N.

Le programme de test fait varier le retard des signaux d'entrée de 19,5 à 83,0 ns, par intervalles de 0,5 ns et enregistre, pour chaque valeur du retard, la valeur mesurée dans le canal TDC correspondant.

Un ajustement linéaire de la distribution TDC = F(retard STOP) est alors effectué. La précision sur les résultats obtenus est tout à fait satisfaisante. Les tolérances sur les caractéristiques du retard ajustable (environ 100 ps) ont une influence négligeable sur les valeurs mesurées des largeurs des canaux TDC - 0,5 %, soit 0,2 ps -.

B Alignement des compteurs

L'efficacité apparente des compteurs est directement liée à la précision sur la mesure de leur position verticale.

La méthode utilisée pour procéder à l'alignement des compteurs consiste à calculer leur efficacité en fonction du paramètre variable position verticale (y).

Dans un lot d'événement donné, on mesure l'efficacité à l'aide de la relation suivante :

$$E = \frac{m}{n} = \frac{\sum_{\text{événements}} \text{tels que : } \begin{array}{l}\text{- une particule traverse le compteur} \\ \text{- le compteur donne un signal}\end{array}}{\sum_{\text{événements}} \text{tels que : - une particule traverse le compteur}} \qquad (4)$$

Cette méthode permet de calculer la position réelle des compteurs avec une excellente précision ($\Delta y = \pm 2$ mm). En effet :

soient

$(y_{or}, y_{or} + L)$ = positions réelles des bords du compteur
(L = largeur du compteur)

$(y_o, y_o + L)$ = positions supposées des bords du compteur

$D(y)$ = distribution en y des particules détectées par le spectromètre, normalisées par la relation

$$\int_y D(y)\, dy = 1 \qquad (y = \text{acceptance totale du spectromètre})$$

N_o = nombre total de particules détectées par le spectromètre.

si N_S = nombre total de particules supposées traverser le compteur, donné par la formule

$$N_S = N_o \int_{y_o}^{y_o+L} D(y)\, dy$$

et N_R = nombre de traces supposées traverser le compteur et détectées par le compteur, déterminé par la formule

$$N_R = N_o \int_{y_o}^{Y_o+L} D(y)\, P(y_{or}, y)\, dy$$

où $P(y_{or}, y) = 0$ si $y \notin [y_{or}, y_{or} + L]$

$= 1$ sinon

l'efficacité du compteur est donnée par le rapport :

$$E(y_o) = \frac{N_R}{N_S} = \frac{\int_{y_o}^{y_o+L} D(y)\, P(y_{or}, y)\, dy}{\int_{y_o}^{y_o+L} D(y)\, dy} \qquad (5)$$

La formule (5) a été utilisée pour représenter l'efficacité en fonction de la position supposée y_o (figure III.4.a). La position exacte, correspondant au maximum de l'efficacité

E_{max}, est déterminée avec une excellente précision (existence de deux pentes distinctes en $y_o = y_{or}$). Les points expérimentaux sont représentés sur la figure III.4.b.

C Calcul de l'efficacité et correction due à l'activité résiduelle

La formule (5) n'est toutefois qu'une approximation au premier ordre. En toute rigueur, il faudrait tenir compte du bruit introduit par le système électronique et l'activité résiduelle environnante, ainsi que de l'efficacité du programme de reconstruction des événements.

L'activité résiduelle modifie la quantité m introduite dans la formule (4) d'une valeur

$$\Delta m = m\, p_1\, p_2\, p_3$$

p_1 : probabilité de détecter une particule provenant de l'activité résiduelle

p_2 : probabilité que le détecteur soit efficace pour cette particule

p_3 : probabilité que le détecteur soit inefficace pour la particule détectée simultanément par le spectromètre.

Les quantités $p_1\, p_2\, p_3$ s'expriment facilement en fonction de l'activité A (coups par sec.), du temps t_A pendant lequel le système d'acquisition est actif à chaque événement (t_A, largeur de la porte d'acquisition, est de l'ordre d'une centaine de nanosecondes), et de l'efficacité réelle E_r, qui est à déterminer, du détecteur.

Soit :

$$\Delta m = m\,(1 - e^{-A\,t_A})\,E_r\,(1 - E_r)$$

d'où $$E_R = \frac{m\,(1 - (1 - e^{-At_A})\,E_r\,(1 - E_r)}{m}$$

On en déduit :

$$E_r = \frac{m\,(1-e^{-A\,t_A}) + n - \left[(m\,(1-e^{-A\,t_A}) + n)^2 - 4\,m^2\,(1-e^{-At_A})\right]^{1/2}}{2\,m\,(1 - e^{-A\,t_A})} \qquad (6)$$

La formule (6) a été utilisée pour tracer les courbes $E_r = f(At)$ représentant l'efficacité réelle en fonction de la quantité de particules par événement provenant de l'activité résiduelle (figure III.5.a) pour différentes valeurs de l'efficacité mesurée (points correspondant à At = 0).

i) Estimation de l'activité résiduelle

Le produit At_A, nombre de particules par événement provenant de l'activité résiduelle, est déterminée à l'aide de la formule :

$$1 - e^{-At_A} \cong \frac{p}{q} = \frac{\Sigma \text{ événements tels que : } \begin{array}{l}\text{- le compteur a détecté une particule}\\ \text{- pas de trace dans le compteur}\end{array}}{\Sigma \text{ événements tels que : } \text{- le compteur a détecté une particule}}$$

La mesure de ce rapport est cependant faussée de façon sensible par l'inefficacité du programme de reconstruction des événements. Si on note celle-ci $(1 - E_p)$, la correction à apporter à la quantité p est égale à

$$\Delta p = n\,E_r\,(1 - E_p)$$

n, introduit dans la formule (4), représentant le nombre de traces reconstruites dans le compteur.

d'où

$$1 - e^{-At} = \frac{p - n E_r (1 - E_p)}{q} \qquad (7)$$

Les équations (6) et (7) forment un système d'équations non linéaires couplées, lequel peut se résoudre graphiquement (figure III.5.b).

L'une des courbes (trait plein) représente l'efficacité du compteur en fonction de la variable At et des quantités m et n, déterminées expérimentalement (formule (6)) ; l'autre (pointillé) représente l'efficacité du compteur en fonction de la variable At et des quantités n, p, q et E_p, déterminées expérimentalement (formule (7)). La position du point d'intersection des deux courbes détermine les valeurs exactes de l'efficacité du compteur et de l'activité résiduelle (nombre de particules par événement).

ii) Résultats

Les valeurs obtenues pour l'efficacité de chaque compteur sont indiquées dans le tableau suivant. Remarquons qu'il ne s'agit pas seulement de l'efficacité du scintillateur, mais de celle de tout le système de détection, incluant le scintillateur, le PM, la chaîne des éléments de traitement électronique des signaux, et l'efficacité du programme de reconstruction des traces.

Détecteur	Efficacité %	Détecteur	Efficacité %	Détecteur	Efficacité %	Détecteur	Efficacité %
U2F1	99,8	U2B1	98,8	D2F1	99,5	D2B1	97,3
U2F2	98,3	U2B2	98,3	D2F2	98,1	D2B2	98,6
		U2B3	97,3			D2B3	97,5
		U2B4	98,9			D2B4	98,1
		U2B5	98,0			D2B5	98,2
		U2B6	97,8			D2B6	97,2

CHAPITRE IV

CALIBRATION DU SYSTÈME DE TEMPS DE VOL

1 - Introduction

Les différents éléments composant le système de traitement et d'analyse en ligne des signaux les transforment en informations numériques.

Par la suite, lors de l'exploitation des données, il est nécessaire de connaître la correspondance entre l'information numérique et la grandeur mesurée. C'est le but de la calibration du système.

- Définition des variables

Si l'on considère le montage représenté à la figure IV.1, on peut décrire le temps mesuré par un TDC par la formule :

$$T = T_V + T_X + T_O + T_S - T_{START} \qquad (1)$$

où

T_{START} : temps nécessaire à la logique de déclenchement pour accepter l'événement, c'est le signal "START TDC".

T_V : temps de vol de la particule entre le moment où l'événement a été accepté par la logique de déclenchement et celui où elle traverse le détecteur.

T_X : temps nécessaire à la lumière produite dans le scintillateur pour parcourir la distance entre le point d'impact et la photocathode du photomultiplicateur.

T_0 : retards constants, tels que temps de réponse des P.M. et des circuits électroniques, longueurs de câbles, etc...

T_S : retard introduit par des effets de "slewing" dans le discriminateur. En effet celui-ci, réglé pour être déclenché à partir d'un certain niveau du signal d'entrée ("seuil" V_S du discriminateur), le sera en un temps dépendant de l'atténuation des signaux électroniques (figure IV.2). Ce retard est fonction du nombre de photons reçus par la photocathode, c'est-à-dire de la quantité enregistrée par l'ADC.

Il faut noter que la valeur du temps T_{START}, défini précédemment, dépend de la configuration choisie pour la logique de déclenchement ainsi que du type d'événement sélectionné. Toutefois, ce temps T_{START} n'intervient pas dans la formule donnant le temps de vol définitif, calculé en effectuant la différence T_{AR}-T_{AV} (temps mesurés par les hodoscopes AR et AV respectivement), annulant ainsi d'éventuelles fluctuations sur la définition du signal "START TDC".

2 - Calibration

Pour déterminer la relation entre l'information numérique enregistrée dans un TDC et le temps de vol de la particule nous allons examiner plus en détail les différentes étapes de cette conversion.

A Production du signal lumineux dans le scintillateur

La lumière produite dans le scintillateur provient de la relaxation de niveaux excités lors du passage d'une particule - elle est donc émise, dans la mesure où la polarisation du diélectrique est nulle, de façon isotrope -.

Les distributions en temps des signaux lumineux ("fonctions de réponse"), caractéristiques des scintillateurs considérés (ici KSTI 415 et GS 2003) sont souvent (9, 10, 11, 12) représentées par la formule :

$$I(t) = \frac{e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}}{\tau_1 - \tau_2}$$

le temps τ_1 étant le temps de montée du signal - dépendant directement du temps de transfert d'énergie du milieu excité à la substance luminescente -, la constante de temps τ_2 caractéristique de la rapidité de désexcitation par luminescence du scintillateur.

Un paramètre essentiel dont dépend la résolution en temps est le temps de montée τ_1 ; le paramètre τ_2 intervenant quant à lui de façon nettement moins sensible (9, 13) . A titre d'exemple, des calculs effectués par Bengtson (14) indiquent qu'un gain d'un facteur 2 sur le temps de montée τ_1 améliore de 20 % la résolution en temps obtenue.

B Propagation des signaux lumineux jusqu'au P.M.

La lumière ainsi produite se propage le long du scintillateur et du guide de lumière jusqu'à la photocathode du P.M. L'émission de lumière s'effectuant de façon isotrope, les différences de longueurs des trajectoires des rayons lumineux émis à des angles distincts introduisent un élargissement artificiel ainsi qu'une atténuation du signal. Il est possible de calculer théoriquement la "fonction de transmission" du scintillateur, représentant mathématiquement, par une formule simple, les transformations dues aux effets cités (cf. Annexe 3). Le signal lumineux reçu par le P.M. est égal au produit de convolution de la fonction de transmission par la fonction de réponse du scintillateur (cf. Annexe 4). Les résultats obtenus concordent de façon satisfaisante avec ceux observés (10) (figure IV.3).

On peut remarquer que l'élargissement du signal est proportionnel à la distance L du point d'impact au P.M. En effet, le temps minimum mis par la lumière pour atteindre la photocathode est égal à $\frac{Ln}{c}$

Si l'on considère un angle d'incidence limite égal à $Y = \sin^{-1}(\frac{1}{n})$, alors le temps maximum pour la transmission de la lumière est égal à :

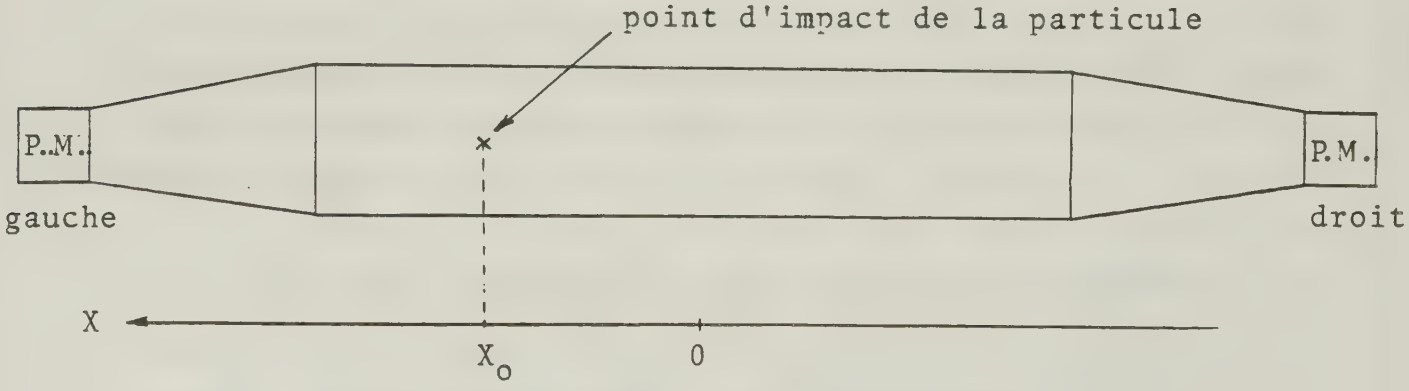
$$t_{max} = \frac{t_{min}}{\cos(\frac{\pi}{2} - Y)} = \frac{t_{min}}{\sin Y} = n\, t_{min}$$

On peut donc prévoir qualitativement une détérioration de la résolution en temps avec les scintillateurs de grande longueur.

i) Position de l'impact dans le scintillateur

Les variations des positions des points d'impact dans le détecteur introduisent des variations dans les valeurs mesurées dans les TDC, dues à la vitesse de propagation finie de la lumière dans le scintillateur. Ces effets sont parfaitement mesurables et clairement mis en évidence en étudiant la distribution $(T_G - T_D)/2$ en fonction de la position en X du point d'impact.

En effet, supposant la vitesse de la lumière égale à V_{eff}, les quantités mesurées par les TDC gauche et droit sont respectivement égales à



$$TDC\ G = \frac{\frac{L}{2} - X_o}{V_{eff}}$$

$$TDC\ D = \frac{\frac{L}{2} + X_o}{V_{eff}}$$

soit $$\frac{TDC\ G - TDC\ L}{2} = -\frac{X_o}{V_{eff}}$$

La dépendance est linéaire et le coefficient de proportionnalité égal à V_{eff}, vitesse effective de propagation de la lumière dans le milieu. La valeur obtenue expérimentalement pour V_{eff}, calculée par ajustement linéaire de la distribution $(T_G - T_D)/2 = f(X_o)$ est égale à :

$$V_{eff} = 16,3 \pm 0,2 \text{ cm/ns} \qquad \text{(figure IV.4.a)}$$

Cette valeur est assez différente de la vitesse de groupe de la lumière :

$$V_G = \frac{c}{n} = 25,4 \text{ cm/ns}$$

On peut remarquer ici que le nombre N de photons parcourant le chemin optique minimum, c'est-à-dire émis dans l'élément d'angle solide sous lequel est "vue" directement la photocathode du P.M., est de l'ordre de 1. En effet, pour les valeurs standard :

N_o : nombre total de photons émis $\cong \frac{dE}{dx} \Delta x \, R_L \, R_E \cong 28\,000$ photons

R_E : 1 photon /100 eV)

R_L : 70 %

D : diamètre de la photocathode : 4,4 cm

L : distance du point d'impact à la photocathode : 100 cm

: longueur d'atténuation : 130 cm

on a :

$$N = \frac{N_o \, d\Omega \, e^{-L/\lambda}}{4\pi} = N_o \frac{D^2}{8 L^2} e^{-L/\lambda} = 3$$

Les photons constituant le pulse lumineux ont donc des directions d'émission (caractérisés par leurs angles (θ, φ) cf. Annexe 3), notoirement différentes de celles de photons dits "directs" ($\theta \cong \varphi = 0$) ; cet effet rallonge le chemin optique parcouru par la lumière et explique la valeur plus faible observée pour la vitesse effective V_{eff}.

ii) Précision de la mesure de la position X du point d'impact

Les trajectoires des particules analysées par le spectromètre sont reconstruites à partir des informations enregistrées dans les chambres proportionnelles. On peut envisager plusieurs méthodes d'extrapolation pour déterminer l'impact de la trace dans l'hodoscope AR, situé à 1,40 m de la dernière chambre.

Remarquons que le champ magnétique dans cette portion de spectromètre est faible (de 10 à 20 Gauss) et n'incurve que légèrement les trajectoires des particules ($\rho_{courbure}$ = 1 500 m pour une particule de 1 GeV/c). On peut ainsi envisager aussi bien des méthodes d'extrapolation linéaire que non linéaire.

. Extrapolation linéaire

On calcule la position en X de la trace en la supposant rectiligne dans la portion de spectromètre comprise entre la chambre 4 et l'hodoscope AR, et en extrapolant à partir des positions mesurées dans les chambres proportionnelles 4 et 5.

. Extrapolation non linéaire

L'extrapolation est cette fois-ci effectuée à partir de la position mesurée dans la chambre 5 (la trajectoire étant supposée rectiligne à partir de celle-ci), et en calculant la pente de la trajectoire au moyen d'une représentation paramétrique de la forme :

$$X = a + b\,z + c\,z^2 + d\,z^3$$

Les coefficients a, b, c, d, sont calculés de façon à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \Sigma\,(X_{mesuré} - X_{calculé})^2$$

Les courbes de la figure IV.4 a, b, c, d, représentent la quantité (TDC gauche - TDC droit)/2 = f(X), X étant calculé respectivement par :

- extrapolation linéaire,
- extrapolation non linéaire, les pentes étant calculées au niveau de la chambre 4 (z = 553 cm), entre les chambres 4 et 5 (z = 650 cm), et de la chambre 5 (z = 755 cm).

Ces courbes ne laissent pas apparaître de différences significatives entre les deux méthodes. Tout au plus peut-on remarquer des effets de bord pour les particules émises à grand angle, et provenant de la nature même de la paramétrisation par un polynôme de degré 3; celle-ci a en effet tendance à minimiser la courbe de la trajectoire là où elle est fortement incurvée. La méthode utilisée par la suite est l'extrapolation linéaire.

C Traitement du signal optique par le photomultiplicateur

Les fluctuations en temps des signaux lors de leur transit dans le P.M. constituent un facteur important dont dépendent la qualité des signaux électroniques et la résolution finale obtenue.

Ces fluctuations proviennent principalement de trois phénomènes distincts :

1) fluctuations dans le temps de transit des photoélectrons entre la photocathode et la première dynode, dues à une variation de la vitesse initiale des photoélectrons ;
2) fluctuations dans le temps de transit de photoélectrons provenant de différents points de la cathode entre la photocathode et la première dynode ;
3) caractéristiques intrinsèques du P.M.

Ce sont les points 1) et 2) qui contribuent essentiellement à la détérioration de la résolution.

En effet, les caractéristiques techniques des P.M. XP 2232 B utilisés indiquent, pour deux photoélectrons provenant l'un du centre de la cathode, l'autre d'un point situé à 18 mm du centre, une différence de temps de transit des signaux électroniques de 0,7 ns (8) . Remarquons toutefois que cet effet est fortement corrélé à la photostatistique : des études (9, 15) montrent qu'un gain d'un facteur 2 sur le nombre de photons reçus par la cathode améliore la résolution d'environ 30 %. Ce résultat est confirmé par le calcul à partir de quelques hypothèses simples (Annexe 5).

D'autre part, il est possible d'estimer rapidement l'influence de la variation de la vitesse initiale des photoélectrons. On connaît en effet la distribution en énergie cinétique E_k de photoélectrons émis par des photocathodes bialcalines (K_2 Cs Sb). Pour un photon de longueur d'onde correspondant à la lumière émise par un scintillateur plastique classique ($\lambda \cong 0{,}4 - 0{,}43\ \mu$), E_k est compris entre 0 et 1,8 eV, avec un pic à 1,2 eV. Si l'on considère un champ électrique E homogène entre la photocathode et la première dynode, la différence Δt entre deux photoélectrons émis à $E_k = 0$ et $E_k = E_o$ est approximativement égale à :

$$\Delta t = 3.10^6 \frac{\sqrt{E_o}}{E} \text{ s} \qquad \begin{matrix} E_o & \text{eV} \\ E & \text{v/m} \end{matrix}$$

Soit, en prenant des valeurs standard : $E_o \sim 1$ eV

$E \sim 6.10^3$ v/m

$$\Delta t = 0{,}5 \text{ ns}$$

Ces différentes grandeurs influent considérablement sur la résolution. Des considérations analogues à celles développées dans le paragraphe précédent (13, 14) ont montré

qu'il était possible d'améliorer la résolution d'environ 30 %, moyennant un facteur 2 dans l'amélioration des caractéristiques intrinsèques du P.M.

D Traitement électronique des signaux

Les signaux produits par les P.M. sont analysés et traités électroniquement de façon à mesurer le temps d'arrivée du signal, et la charge totale correspondante. On observe une forte corrélation entre le temps d'arrivée et la charge totale (figure IV.5), introduite par l'effet de "slewing" dans le discriminateur. Cette corrélation est souvent décrite (15, 16) par une représentation paramétrique de la forme :

$$\tau = t - W*\left(\frac{1}{\sqrt{A}}\right)$$

où

τ : temps corrigé des effets de "slewing"

t : temps mesuré corrigé des facteurs autres que ceux dus au "slewing"

W : paramètre déterminé expérimentalement (pente de la courbe $\frac{1}{\sqrt{ADC}} = f$ (TDC). W s'exprime en ns $pC^{-0,5}$.

A : charge totale mesurée (ADC).

Remarquons que le temps représenté en abscisse doit être corrigé du temps nécessaire à la logique de déclenchement pour accepter l'événement , et également du temps de vol mesuré de la particule entre le T_{START} et le T_{STOP} défini par la particule.

Ceci impose, pour disposer de données utilisables, de :

- identifier la particule (identification Cerenkov) et déterminer son impulsion afin de pouvoir calculer un temps de vol théorique.

- s'affranchir de la dépendance en T_{START}, qui est variable car dépendant de la logique de déclenchement et de la configuration de l'événement.

La quantité représentée en abscisse, correspondant par exemple à un P.M. de l'hodoscope AR, est donc :

$$T = T_{AR} - T_{AV} - T_{VC}$$

T_{VC} : temps de vol théorique.

T_{AV} : temps mesuré par l'hodoscope AV, corrigé des facteurs constants, du temps de transit de la lumière dans le scintillateur et des effets de "slewing".

T_{AR} : temps mesuré par le P.M. AR, corrigé de la même façon que pour T_{AV}, à l'exception des effets de "slewing".

Les valeurs obtenues expérimentalement pour le paramètre W, sont typiquement de l'ordre de :

$$W = 18 \text{ ns } pC^{-0,5}$$

E Détermination des constantes de calibration

Les différents phénomènes qui ont été exposé jusqu'à présent font intervenir à la fois des caractéristiques intrinsèques des détecteurs (non modifiables par l'utilisateur et mal ou pas mesurables dans notre expérience) et des paramètres spécifiques au dispositif expérimental qui sont par contre mesurables. Il est donc tout à fait possible de les prendre en compte de façon réaliste.

Ce sont, dans notre étude :

- les vitesses effectives de propagation dans les scintillateurs,
- les facteurs de correction pour le "time slewing",
- les facteurs constants correspondant à des décalages de temps de transit, longueurs de câbles, etc...

Ces différents paramètres sont en général corrélés et un traitement correct de l'information devra être global.

Ainsi, l'atténuation des signaux influe sur la détermination de la vitesse de propagation de la lumière dans le scintillateur. La différence est mise en évidence en comparant les deux figures de la figure IV.6, représentant chacune $T = (T_G - T_D)/2$ en fonction de l'impact X de la trajectoire dans le scintillateur ; l'une pour des valeurs de T corrigées de l'atténuation, l'autre non. Les valeurs obtenues pour les vitesses effectives V_{eff} (pentes des courbes) sont sensiblement différentes : 16,2 cm/ns pour la figure IV.6.a, et 12,5 cm/ns pour la figure IV.6.b.

Une telle différence s'explique par la grande longueur des scintillateurs (2,70 m) et par le fait que la longueur d'atténuation est assez faible. Les signaux sont donc fortement atténués. De plus, les caractéristiques des photomultiplicateurs (temps de réponse, résolution temporelle) introduisent un aplatissement supplémentaire du signal, accentuant l'effet d'atténuation déjà cité.

Les retards ainsi introduits peuvent atteindre 2 à 3 nanosecondes.

Pour traiter tous les facteurs de correction de façon simultanée, nous avons utilisé la méthode suivante, consistant à minimiser la variance de la distribution :

$$T_{Vm} - T_{Vc}$$

- T_{Vc} est le temps de vol théorique calculé en utilisant les informations provenant des compteurs Cerenkov pour l'identification de la particule, et des chambres proportionnelles pour le calcul de l'impulsion et de la longueur de la trajectoire.
- T_{Vm} est le temps de vol mesuré en utilisant des paramètres de correction variables, leur détermination définitive étant effectuée lors de la minimisation.

Utilisant des notations analogues à celles utilisées dans la formule (1), on a donc :

$$T_{Vm} - T_{Vc} = T(i) - CV(i)\ V_{AR} - T_0(i) + CA(i)\ f_{ADC}(i) - T(j) + CV(j)\ V_{AV} + T_0(j) - CA(j)\ f_{ADC}(j) - T_{VC}$$

T : temps mesurés en ns

CV : distance du point d'impact de la trajectoire au photo-multiplicateur, soit :

$$CV = \frac{L}{2} - X \quad \text{pour les P.M. gauches}$$

$$CV = \frac{L}{2} + X \quad \text{pour les P.M. droits}$$

$V_{\substack{AR \\ AV}}$: $\frac{1}{V_{eff}}$ pour les compteurs $\begin{matrix} AR \\ AV \end{matrix}$

T_0 : facteurs constants introduits par les longueurs de câbles, temps de réponse de l'électronique, etc...

CA : coefficient intervenant dans la correction due aux effets de "slewing" dans le discriminateur

f_{ADC} : fonction de la charge du pulse (ADC), soit :

$$f_{ADC} = \frac{1}{\sqrt{ADC}}$$

les indices i et j se rapportent aux compteurs AR et AV respectivement.

Les paramètres de calibration à déterminer sont donc :

$$V_{AR},\ V_{AV},\ T_0(i),\ T_0(j),\ CA(i),\ CA(j)$$

Remarquons que les vitesses effectives ne dépendent que du type de scintillateur, donc diffèrent sur les hodoscopes AV et AR, alors que les facteurs T_0 et CA sont spécifiques de chaque voie.

Il importe également de remarquer qu'il est impossible de traiter un couple donné de compteurs (AV, AR) isolément. En effet, si la majorité des traces analysées par le spectromètre traversent un couple fixé de compteurs (AV, AR), il en existe un certain nombre qui sont suffisamment incurvées par le champ magnétique pour échapper à la règle.

Les informations provenant de scintillateurs différents sont donc corrélées, et en particulier il est impossible de déterminer les facteurs T_0 d'un groupe isolé de compteurs. Ceci impose d'effectuer un calcul global à la fois sur tous les scintillateurs et sur tous les coefficients de calibration.

Par ailleurs, seules les différences $T_0(i) - T_0(j)$ sont mesurables. Il reste à effectuer une translation arbitraire, à fixer par l'utilisateur. Celle-ci peut être définie en fixant le facteur T_0 d'une voie donnée à une valeur quelconque.

La variance de la distribution précédemment définie est donnée par la formule :

$$V = \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} (T_{Vm} - T_{Vc})^2$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} (T_{AR} - T_{AV} - T_{VC} + \sum_k C(k)\ g_k)^2$$

où

N est le nombre de traces

T_{AR} le temps mesuré en nanosecondes par les TDC de
T_{AV} l'hodoscope $\begin{matrix} AR \\ AV \end{matrix}$

T_{VC} le temps de vol calculé en nanosecondes

C l'ensemble des paramètres à déterminer, l'indice k, compris entre 1 et 66, repérant le paramètre. En effet, l'ensemble des paramètres à déterminer comprend :

. 32 facteurs T_0 pour les 32 photomultiplicateurs composant les hodoscopes AV et AR

. 32 facteurs CA

. 2 vitesses effectives de propagation.

g un ensemble de fonctions des mesures, calculées pour chaque trace, dépendant des valeurs mesurées par les ADC et les positions des impacts X.

Soit :

$$V = \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} (DT + \sum_k C(k)\ g_k)^2 \qquad DT = T_{AR} - T_{AV} - T_{VC}$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} (DT^2 + \sum_{kk'} C(k)\ g_k\ C(k')\ g_{k'} + 2\ DT \sum_k C(k)\ g_k)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} DT^2 + \sum_{kk'} \sum_{\text{traces}} C(k)\ g_k\ C(k')\ g_{k'}$$

$$+ \sum_k \sum_{\text{traces}} 2\ DT\ C(k)\ g_k$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} DT^2 + \sum_{kk'} C(k)\ C(k') \sum_{\text{traces}} g_k\ g_{k'}$$

$$+ \sum_k C(k) \sum_{\text{traces}} 2\ DT\ g_k$$

Les quantités $\sum_{\text{traces}} DT^2$, $\sum_{\text{traces}} g_k\ g_{k'}$, $\sum_{\text{traces}} 2DT\ g_k$

sont déterminées pour un lot d'événements donné, et la variance V de la distribution peut alors être calculée quelque soient les valeurs données aux paramètres C(k)

- RÉSULTATS

Le programme de minimisation utilisé (17, 18) effectue en outre une analyse des erreurs sur les valeurs des paramètres obtenues. En particulier, il procède au calcul de la "matrice d'erreur" (ou matrice de covariance), laquelle est associée (à un facteur constant près) à l'inverse de la matrice $V_{kk'} = \frac{\partial^2 V}{\partial C(k)\ \partial C(k')}$, et qui contient l'essentiel de l'information sur le calcul d'erreur.

Ainsi, la matrice $V_{kk'}$ permet de calculer non seulement l'erreur proprement dite sur les résultats (termes diagonaux), mais aussi les coefficients de corrélation des paramètres entre eux (termes non diagonaux).

Il importe de remarquer que les erreurs sur chaque paramètre, déterminées à partir de la relation :

$$V\ (C(k) + \Delta C(k)) - V\ (C(k)) = \Delta V$$

dépendent de la valeur ΔV fixée par l'utilisateur. Celle-ci peut être fixée à une valeur correspondant par exemple à un écart standard de la distribution $T_{Vm} - T_{Vc}$.

Le tableau suivant donne les valeurs moyennes et les erreurs sur les paramètres de calibration obtenues à partir d'une valeur de ΔV correspondant à un écart standard de la distribution $T_{Vm} - T_{Vc}$.

Paramètre	Valeur moyenne	Erreur
T_0 compteurs AR	22 ns	0,4 ns
T_0 compteurs AV	0 ns	0,3 ns
CA compteurs AR	18 ns $pC^{-0,5}$	1,2 ns $pC^{-0,5}$
CA compteurs AV	10 ns $pC^{-0,5}$	0,7 ns $pC^{-0,5}$
V_{eff} compteurs AR	16,3 cm/ns	0,7 cm/ns
V_{eff} compteurs AV	16,0 cm/ns	1,5 cm/ns

CHAPITRE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1 - Résolution en temps

La résolution en temps du système de mesure du temps de vol est déterminée par l'étude de la distribution :

$$T = T_{vm} - T_{vc}$$

T_{vm} : temps de vol mesuré
T_{vc} : temps de vol calculé.

Les particules sélectionnées pour le calcul des distributions T sont des pions identifiés sans ambiguité par les détecteurs Cerenkov, (de façon à pouvoir calculer le terme T_{vc}). Leur spectre d'impulsion (correspondant à la zone d'identification Cerenkov, comprise entre 2,6 et 17,2 GeV/c) est représenté à la figure V.1.

A Résolution sur le temps de vol calculé

La résolution obtenue à partir de la distribution T est en fait fonction de deux résolutions distinctes et indépendantes :

- l'une provenant du terme T_{vm}, caractéristique du système de mesure de T.V.,

- l'autre provenant du terme T_{vc}, représentant l'erreur sur le T.V. calculé.

Il est nécessaire, afin de déterminer la contribution du terme T_{vm}, d'avoir une estimation précise de l'erreur introduite par le calcul de T_{vc}.

Celui-ci est déterminé selon l'expression :

$$T_{vc} = \frac{d\sqrt{p^2 + m^2}}{p} \qquad (1)$$

d : longueur de la trajectoire de la particule entre les détecteurs AV et AR

p : impulsion en GeV/c

m : masse en GeV/c^2.

Deux sources d'erreur contribuent, l'une introduite par la mesure de d, l'autre par la mesure de p.

On peut considérer en première approximation ces deux erreurs indépendantes. En effet, la longueur de la trajectoire d est déterminée à l'aide de l'intégrale :

$$d = \int_{z_{AV}}^{z_{AR}} \sqrt{1 + X'^2(z) + Y'^2(z)}\, dz$$

X'(z) et Y'(z) étant les dérivées des projections de la trajectoire sur les plans XZ et YZ, x = X(z) et y = Y(z). Ces fonctions X(z) et Y(z) sont des polynômes de degré 3 en z dont les coefficients sont déterminés par la méthode des moindres carrés.

Par contre, l'impulsion p est déterminée par l'expression (19) :

$$p = \frac{K}{\cos\varphi\,(\sin\theta_2 - \sin\theta_1)} \qquad (2)$$

les angles θ_1, θ_2 représentant les angles d'entrée et de sortie de l'aimant dans le plan XZ, l'angle φ représentant la pente de la trajectoire dans le plan YZ.

Les deux quantités d et p étant déterminées de façon indépendante, on peut dans ces conditions considérer que l'erreur sur le terme T_{vc} est décrite par l'expression :

$$\Delta T_{vc} = \Delta T_{vc}(d,p) = \left| \frac{\partial T_{vc}(d,p)}{\partial d} \right| \Delta d + \left| \frac{\partial T_{vc}(d,p)}{\partial p} \right| \Delta p$$

en utilisant l'expression (1), on obtient :

$$\frac{\Delta T_{vc}}{T_{vc}} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta p}{p} \left(1 - \frac{T^2_{lum}}{T^2_{vc}}\right) \qquad (3)$$

où T_{lum} représente le temps de vol d'une particule se déplaçant à la vitesse de la lumière.

i) Contribution à l'erreur du terme en $\frac{\Delta p}{p}$

* Erreur due à la résolution spatiale des chambres proportionnelles

Un simple calcul à partir de la formule (2) nous donne :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{(\sin\theta_2 - \sin\theta_1)\,\Delta(\cos\varphi) + \cos\varphi\,\Delta(\sin\theta_2 - \sin\theta_1)}{\cos\varphi(\sin\theta_2 - \sin\theta_1)}$$

L'erreur est introduite principalement par la précision sur la mesure des angles θ_2, θ_1, liée à la résolution spatiale des chambres mini-drift (environ 200 µm). En effet, cos φ est de l'ordre de 1, sin θ_2 - sin θ_1 est très petit et la courbure de la projection de la trajectoire y = Y(z) est très faible ($B_x << B_y$) ; on peut donc négliger la contribution du terme en $\Delta(\cos\varphi)$ à l'erreur totale. Ce qui nous donne :

$$\frac{\Delta p}{p} \cong \frac{P}{K} \cos \varphi \, \Delta \, (\sin \theta_2 - \sin \theta_1)$$

Les angles θ_2, θ_1 étant petits, on peut considérer que :

$$\Delta \sin \theta_2 \cong \Delta \sin \theta_1 \cong \Delta \operatorname{tg} \theta$$

ce qui permet d'en déduire, connaissant la valeur de l'incertitude $\Delta \operatorname{tg} \theta$ ($\sigma_\theta \cong 0{,}8$ mrad) :

$$\frac{\Delta p}{p} \cong \frac{P}{K} \sqrt{2} \, \Delta \operatorname{tg} \theta = Ap \cong 0{,}003 \, p \qquad (4)$$

Cette relation théorique ne constitue toutefois qu'une bonne approximation dans un domaine d'impulsion où l'on peut négliger l'effet de la diffusion multiple ($p > 5$ GeV/c).

Par ailleurs, si la diffusion multiple intervient peu dans les distributions $T = T_{vm} - T_{vc}$ de pions identifiés par Cerenkov, il n'en est pas de même pour l'identification par mesure de T.V. de particules de basse impulsion. Il importe donc d'en calculer l'effet de façon précise.

* Erreur due à la diffusion multiple

La déviation des particules chargées traversant une épaisseur donnée de matière est classiquement donnée par une gaussienne dont la déviation standard est déterminée par la formule (20) :

$$\delta\theta = 0{,}015 \, \frac{\sqrt{X/X_o}}{\beta p} \qquad (5)$$

où :

X : longueur de matière traversée (cm)
X_o : longueur de radiation (cm)
P : impulsion de la particule (GeV/c)

Si l'on suppose que :

$$\Delta \text{ tg } \theta \cong \Delta \sin \theta \cong \Delta\theta$$

on a, en remplaçant dans la formule (4) Δ tg θ par sa valeur obtenue dans la formule (5) :

$$\frac{\Delta p}{p} \cong \frac{P}{K} \sqrt{2}\, \Delta \text{ tg } \theta \cong \frac{P}{K} \sqrt{2}\, 0{,}015 \frac{\sqrt{X/X_o}}{\beta p} = D = \text{Cte} \qquad (6)$$

* Calcul de l'erreur globale

Les erreurs dues à la résolution spatiale des chambre proportionnelles et la diffusion multiple ont deux contributions de nature différente sur la résolution en impulsion.

D'après les formules (4) et (6), on obtient :

$\frac{\Delta p}{p} = D$ pour la diffusion multiple

$\frac{\Delta p}{p} = A.P.$ pour la résolution spatiale

où D et A sont des constantes.

La contribution globale de ces deux erreurs est donc obtenue par la formule suivante :

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{A^2P^2 + D^2}$$

Ce comportement a été étudié par une méthode de simulation Monte-Carlo, qui introduit une résolution spatiale des chambres égale à 200 µm et la diffusion multiple dans les différentes parties du détecteur.

Les résultats obtenus sont représentés à la figure V.2.

ii) Contribution à l'erreur du terme en $\frac{\Delta d}{d}$

La longueur de la trajectoire est donnée par l'expression :

$$d = \int_{z_{AV}}^{z_{AR}} \sqrt{1 + \left(\frac{dX}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dz}\right)^2}\, dz$$

où les fonctions X(z) et Y(z) sont des représentations paramétriques des trajectoires par des polynômes de degré 3 dans les plans XZ et YZ respectivement.

L'erreur sur la mesure des longueurs des trajectoires est déterminée également à l'aide d'une méthode de simulation Monte-Carlo, dans laquelle les longueurs réelles des trajectoires sont connues. Il est ainsi possible de déterminer directement la valeur de $\frac{\Delta d}{d}$.

Le spectre en impulsion des particules analysées est représenté à la figure V.3.a.

La distribution $\frac{\Delta d}{d}$ est représentée à la figure V.3.b. L'écart-type σ de cette distribution, égal à $0{,}6.10^{-3}$ représente l'erreur sur la mesure de la trajectoire, soit :

$$\frac{\Delta d}{d} = 0{,}06\ \%$$

iii) Calcul de l'erreur sur T_{vc}

L'erreur sur le terme T_{vc} étant donnée par la formule (3) :

$$\frac{\Delta T_{vc}}{T_{vc}} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta p}{p}\left(1 - \frac{T^2_{lum}}{T^2_{vc}}\right)$$

et connaissant les valeurs $\frac{\Delta d}{d}$ et $\frac{\Delta p}{p}$, on peut calculer une borne supérieure pour $\frac{\Delta T_{vc}}{T_{vc}}$, en prenant pour T_{vc} le temps de vol de particules au seuil de détection Cerenkov, donc d'impulsion

2,6 GeV/c. On obtient :

$$\frac{\Delta T_{vc}}{T_{vc}} \cong 0,06\ \% + 0,00289\ \frac{\Delta p}{p}\ \% \cong 0,07\ \%$$

L'erreur introduite par le terme T_{vc} dans la distribution $T = T_{vm} - T_{vc}$ est donc de l'ordre de :

$$\sigma_{T_{vc}} \cong 15 \text{ ps}$$

B Résolution sur le temps de vol mesuré

Le temps d'arrivée de la particule dans le détecteur est mesuré de façon indépendante par les photomultiplicateurs gauches et droits. La présence simultanée de deux informations non corrélées permet d'une part d'améliorer la résolution finale d'un facteur $\sqrt{2}$, d'autre part de traiter des événements de configurations particulières (dans le cas où, par exemple, il y a deux impacts de particules dans le même scintillateur).

Ainsi, plusieurs possibilités s'offrent pour utiliser au mieux ces informations et obtenir une résolution optimale. L'une des plus simples consiste à calculer le terme T_{vm} à l'aide de l'expression :

$$T_{vm} = \alpha\ T_{AR_G} + \beta\ T_{AR_D} - (\alpha'\ T_{AV_G} + \beta'\ T_{AV_D}) \qquad (7)$$

Les coefficients α, β, α', β' , doivent être choisis en fonction de la qualité des données fournies par les différents photomultiplicateurs concernés. Celle-ci est fonction de divers paramètres déterminés à chaque événement. Par exemple, lorsqu'une

particule traverse un scintillateur donné en un point éloigné de son centre, on s'attend à ce que la précision des mesures effectuées par le P.M. le plus proche du point d'impact soit meilleure que celle des données fournies par le P.M. opposé.

En effet, la résolution de systèmes de mesure de T.V. est fonction de la photostatistique.

Toutefois, avant de déterminer des coefficients α, β, α', β', il est important d'avoir une estimation des contributions respectives des erreurs sur les termes T_{vc} et T_{vm} à la distribution $T = T_{vm} - T_{vc}$. Cette estimation peut être effectués en moyennant les effets cités précédemment, c'est-à-dire en fixant arbitrairement les coefficients α, β, α', β', à une valeur identique, soit :

$$\alpha = \beta = \alpha' = \beta' = 0,5$$

La distribution T ainsi déterminée est représentée à la figure V.4. L'écart-type de cette distribution est égal à :

$$\sigma \cong 430 \text{ ps}$$

L'erreur sur le terme T_{vc} étant donc négligeable ($\sigma_{T_{vc}} = 15$ ps), la largeur de la distribution T, déterminée par son écart-type σ, représente effectivement la résolution du système de mesure de temps de vol, soit :

$$\sigma_{T_{vm}} \cong 430 \text{ ps}$$

On s'attend donc aux pouvoirs séparateurs suivants (cf. figure III.1).

TABLEAU I

Pouvoir séparateur T_1-T_2	π,K	K,P	π,P
± σ	< 1,5 GeV/c	< 2,5 GeV/c	< 2,9 GeV/c
± 2 σ	< 1 GeV/c	< 1,7 GeV/c	< 2 GeV/c

2 - Stabilité des mesures

Les valeurs des paramètres α, β, α', β', sont déterminées par l'influence de paramètres tels que la distance du point d'impact au P.M. ou la valeur de l'ADC correspondant. Cette détermination ne peut être effectuée que par l'étude de la distribution T, à paramètres constants.

A Stabilité en fonction de la position de l'impact dans le scintillateur

Si la détermination de V_{eff}, vitesse effective de la lumière dans le scintillateur est correcte, la distribution $T = T_{Vm} - T_{Vc}$, pour différentes valeurs de la position X de l'impact dans le scintillateur, doit être indépendante de X.

Les figures V.5.a,b et V.6.a,b représentent chacune $T = T_{Vm} - T_{Vc}$ pour quatre domaines de variation différents de la variable X_{AR}, position de l'impact de la particule dans le scintillateur AR, T_{Vm} étant obtenu par la formule :

$$T_{Vm} = T_{AR_{gauche}} - < T_{AV} >$$

Le terme $< T_{AV} > = (T_{AV_G} + T_{AV_D})/2$ ne dépend pas de X. En effet :

$$T_{AV_G} = T_{AV_G\ mesuré} - \frac{(\frac{L}{2} - X)}{V_{eff}}$$

$$T_{AV_D} = T_{AV_D\ mesuré} - \frac{(\frac{L}{2} + X)}{V_{eff}}$$

La somme $T_{AV_G} + T_{AV_D}$ est donc indépendante de X.

On voit que les quatre distributions restent centrées sur T = 0 $\pm$ 100 ps, ce qui confirme la validité de la correction en X.

Par contre, la résolution se dégrade au fur et à mesure que l'impact dans le scintillateur s'éloigne du P.M. Les écarts-type des distributions respectives sont égaux à :

σ = 640 ps pour 65 < X < 130 cm

σ = 680 ps pour 0 < X < 65 cm

σ = 770 ps pour -65 < X < 0 cm

σ = 1 150 ps pour -130 < X < -65 cm

En effet, l'atténuation du signal étant proportionnelle à $e^{-X/\lambda}$, la correction correspondante (proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{ADC}}$) devient de plus en plus imprécise.

Cette observation implique que les coefficients α, β, α', β', de la formule (7), qui restent à déterminer, doivent dépendre fortement de X.

B Stabilité en fonction de l'atténuation du signal (ADC)

La stabilité des résultats en fonction de l'atténuation du signal ADC est la preuve de la validité de la paramétrisation choisie pour prendre en compte les effets de time slewing.

Les figures V.7.a,b et V.8.a,b représentent chacune la distribution $T = T_{Vm} - T_{Vc}$ pour quatre domaines de variation différents de la variable :

$$Y = \frac{1}{\sqrt{ADC}}$$

avec :

$T_{Vm} = T_{AR_{gauche}} - (T_{AV_{gauche}} + T_{AV_{droit}}) / 2$

ADC = valeur mesurée de l'ADC AR gauche.

Ces distributions sont également centrées sur $T = 0 \pm 100$ ps, ce qui confirme la cohérence des hypothèses considérées.

De façon similaire aux observations effectuées au paragraphe précédent, la résolution se dégrade pour des valeurs des ADC décroissantes. En effet :

$$\Delta \left(\frac{1}{ADC}\right) = - \frac{1}{2\ (ADC)^{3/2}} \Delta\ ADC$$

est une fonction décroissante en ADC.

Les résolutions des distributions T, représentées par leur écart-type σ, sont égaux à :

σ = 600 ps pour $0,3 < Y < 0,4$ $\quad pc^{-0,5}$

σ = 640 ps pour $0,4 < Y < 0,5$ $\quad pc^{-0,5}$

σ = 680 ps pour $0,5 < Y < 0,6$ $\quad pc^{-0,5}$

σ = 890 ps pour $0,6 < Y < 0,7$ $\quad pc^{-0,5}$

C Conclusion

Les observations précédentes montrent que la résolution obtenue sur le temps de vol mesuré se dégrade avec l'éloignement de l'impact de la trace au photomultiplicateur. Il est possible

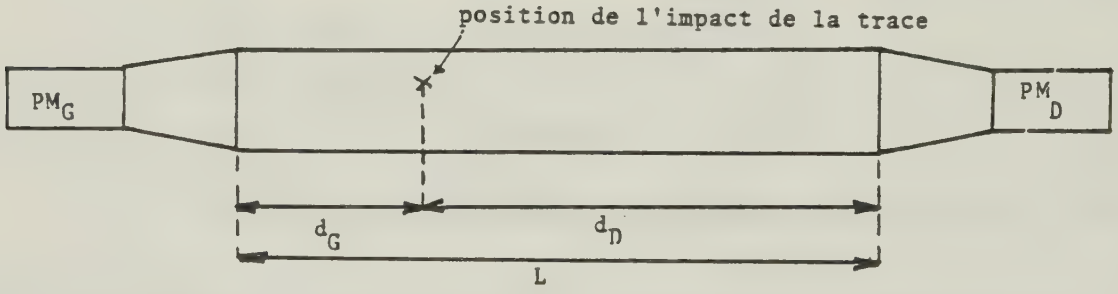
d'atténuer cet effet en utilisant les informations provenant des photomultiplicateurs gauche et droit d'un même scintillateur, informations pondérées par un coefficient dépendant de la distance du point d'impact de la trace dans le détecteur au photomultiplicateur.

On peut, par exemple, utiliser, pour calculer T_{Vm}, les coefficients α , β , α', β', suivants :

$$\alpha = \frac{d_D}{L} AR \qquad \beta = \frac{d_G}{L} AR$$

$$\alpha' = \frac{d_D}{L} AV \qquad \beta' = \frac{d_D}{L} AV$$

avec les notations de la figure ci-dessous :



* Stabilité obtenue

Les figures V.9.a,b et V.10.a,b représentent la distribution $T_{Vm} - T_{Vc}$ pour quatre domaines de variation différents de la variable X_{AR}.

La résolution obtenue est approximativement constante, l'écart-type de ces distributions est égal à :

$$\sigma \cong 470 \text{ ps}$$

De même, les figures V.11.a,b et V.12.a,b représentent la distribution $T = T_{Vm} - T_{Vc}$ pour quatre domaines de variation différents de la variable $Y = \frac{1}{ADC}$ (cf. paragraphe B). La résolution, approximativement constante également, est caractérisée par l'écart-type σ de ces distributions, égal à :

$$\sigma \cong 450 \text{ ps}$$

* Autre pondération

Il est possible de choisir pour α, β, α', β', une autre dépendance par rapport à la variable d, distance de l'impact de la trace au photomultiplicateur.

Par exemple, dans le cas d'une pondération de type exponentiel ($\alpha = e^{-\frac{d_D}{L}}$, $\beta = e^{-\frac{d_G}{L}}$), l'écart-type des distributions se détériore par rapport à celles utilisant la pondération linéaire. On observe en effet des valeurs σ = 720 ps, 550 ps, 500 ps, 720 ps pour les écarts-type des distributions.

Par la suite, le temps de vol mesuré T_{Vm} d'une particule sera systématiquement calculé en utilisant la pondération linéaire.

D Stabilité dans le temps

Les données utilisées au cours de cette étude proviennent d'une série de prises de données effectuées antérieurement au mois d'Août 1981. A cette date, certains éléments du spectromètre (dont une partie de l'hodoscope AR) ont été déplacés, et certains paramètres, tels que les tensions de seuil des discriminateurs, ont été réajustés.

Par la suite, la qualité des informations provenant des modules ADC s'est dégradée. Ceci est dû à l'apparition généralisée

sur toutes les voies ADC d'un bruit parasite provenant très probablement de l'alimentation secteur 50 Hz.

Ce phénomène est clairement mis en évidence sur les figures V.13,a,b, représentant chacune le piedestal d'un ADC particulier, l'un (a) particulièrement dégradé par le signal parasite (P.M. D2F2L), l'autre (b) représentant plutôt la "dégradation-type" observée sur la plupart des ADC. A titre de comparaison, les piedestaux de ces mêmes ADC, mesurés avant Août 1981, sont représentés à la figure V.14.a,b.

Les deux pics secondaires placés de part et d'autre du pic central sont assimilables à la fonction de répartition de la variable aléatoire Y = SIN(X), X étant distribué uniformément sur $[0, 2\pi]$.

De ce fait, la résolution en temps du système de mesure de temps de vol pour des données postérieures à Août 1981, s'est dégradée également. L'écart-type de la distribution $T_{Vm} - T_{Vc}$, représentée à la figure V.15, est égal à :

$$\sigma \cong 940 \text{ ps}$$

La mauvaise qualité des signaux ADC est principalement responsable de cette dégradation. En effet, en simulant la fluctuation des piedestaux sur des données antérieures au mois d'Août 1981 (figure V.16), il est possible de reproduire approximativement l'évolution de la résolution du système de mesure de temps de vol (figure V.17). L'écart-type de la distribution $T_{Vm} - T_{Vc}$, pour des données où la dégradation des signaux ADC a été simulée, est égal à :

$$\sigma \cong 770 \text{ ps}$$

3 - Résolution en masse et identification

La résolution en masse, et donc le pouvoir séparateur du système de mesure de temps de vol sont reliés de façon simple à la résolution en temps. En effet, sachant que :

$$\beta^2 = \frac{T^2}{T_{lum}^2} = \frac{p^2}{p^2 + m^2}$$

T : temps de vol de la particule

T_{lum} : temps de vol d'une particule se déplaçant à la vitesse de la lumière.

Le carré de la masse d'une particule est donné par l'expression :

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right) = p^2 \left[\left(\frac{T}{T_{lum}}\right)^2 - 1\right] \qquad (8)$$

L'incertitude sur le carré de la masse d'une particule est donc égale à :

$$\frac{\Delta m^2}{m^2} = \frac{2p\ \Delta p}{p^2} + \frac{2T\ \Delta T}{T^2 - T_{lum}^2}$$

D'autre part, d'après la formule (1), on a :

$$T = \frac{d\sqrt{p^2 + m^2}}{p}$$

d'où

$$\frac{\Delta m^2}{m^2} = \frac{2\ \Delta p}{p} + 2\ \Delta T\ \frac{d\sqrt{p^2 + m^2}}{p}\ \frac{p^2}{d^2 m^2}$$

soit

$$\Delta m^2 = 2\left(m^2\ \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta T}{T_{lum}}\ p\sqrt{p^2 + m^2}\right) \qquad (9)$$

L'incertitude sur le carré de la masse d'une particule ne dépend donc, connaissant par ailleurs les valeurs des facteurs $\frac{\Delta p}{p}$ et $\frac{\Delta T}{T_{lum}}$, que de son impulsion p. Les courbes $m^2 = f(p)$ calculées d'après la formule (9) sont représentées aux figures V.18.a,b pour des valeurs de ΔT correspondant à 1 et 2 écarts-standard respectivement. Les valeurs limites des impulsions pour lesquelles l'identification est possible, correspondent à celles indiquées au Tableau I (pouvoir séparateur).

A Résultats expérimentaux

La résolution en masse du système de mesure de temps de vol peut être déterminée à partir de l'étude de la distribution $m^2 = f(p)$, où m^2 représente le carré de la masse de la particule étudiée, calculé à l'aide de l'expression (8) et p son impulsion.

Les distributions $m^2 = f(p)$ sont représentées aux figures V.19 (particules chargées positives et négatives), V.20 (particules chargées négatives seulement), et V.21 (particules chargées positives).

Les différences observées entre les quantités de particules de différentes natures analysées (notamment π/p et $\bar{p}/p$) sont dues aux taux de production de ces particules (21, 22). La quantité extrêmement faible de kaons de faible impulsion observés s'explique par l'effet combiné du taux de production de mésons K chargés aux ISR (le rapport de production π/K est de l'ordre de 10 (21, 22)) et du taux de désintégration.

En effet, la quantité de mésons K chargés non désintégrés sur toute la longueur du spectromètre est égale à :

$$N = N_o \; e^{-\frac{Lm_K}{pc\tau_K}}$$

N_o : nombre de mésons K chargés produits dans la zone d'interaction

L : longueur du spectromètre (cm)

m_K : masse du méson K (0,4937 GeV/c^2)

p : impulsion du méson K (GeV/c)

$C\tau_K$: durée de vie (370,9 cm).

Considérant que les pions se désintègrent également avec une durée de vie $c\tau_\pi$ = 780 cm, le rapport de particules observé $\frac{N(\pi)}{N(K)}$ est approximativement égal à :

$$R_{K/\pi} \cong 0,1\ e^{\frac{1}{p}\left(\frac{Lm_\pi}{C\tau_\pi} - \frac{Lm_K}{C\tau_K}\right)}$$

Le rapport $R_{K/\pi}$ est représenté en fonction de l'impulsion des particules à la figure V.22. Celui-ci est inférieur à 4 % pour $p < 1$ GeV/c.

Il est possible, connaissant le rapport $R_{K/\pi}$ en fonction de l'impulsion, de calculer les distributions théoriques en masse carrée des particules analysées. Les distributions expérimentales (trait plein) et théoriques (pointillé), pour différents domaines de l'impulsion, sont représentées aux figures V.23.a,b, V.24.a,b et V.25.a,b.

L'étude des distributions de pions (centrés sur m^2 = 0,019 GeV^2/c^4) permet de vérifier que la résolution en temps du système de mesure de temps de vol, mesurée pour des particules identifiées par Cerenkov, et donc d'impulsion relativement élevée, est identique pour des particules de faible impulsion. En effet, l'écart-type de ces distributions, représentant l'erreur Δm^2 sur la mesure de la masse carrée, est approximativement égal, pour $p < 1$ GeV/c, à l'erreur m^2 calculée d'après la formule (9). Le tableau suivant donne les valeurs de Δm^2 calculées théoriquement et obtenues expérimentalement, pour différentes valeurs de l'impulsion.

TABLEAU II

P(GeV/c)	$0<p<0,25$	$0,25<p<0,5$	$0,5<p<0,75$	$0,75<p<1$	$1<p<1,25$	$1,25<p<1,50$
Δm^2 (GeV^2/c^4) théorique	$0,43\ 10^{-2}$	$0,14\ 10^{-1}$	$0,29\ 10^{-1}$	$0,51\ 10^{-1}$	$0,73\ 10^{-1}$	0,10
Δm^2 (GeV^2/c^4) expérimental	$0,45\ 10^{-2}$	$0,15\ 10^{-1}$	$0,30\ 10^{-1}$	$0,52\ 10^{-1}$	$0,76\ 10^{-1}$	0,102

B Conclusion

Les résolutions obtenues pour les distributions en masse carrée des particules analysées en fonction de leur impulsion permettent d'affirmer que la résolution en temps du système de mesure de temps de vol pour des particules de faible impulsion ($p < 2$ GeV/c) est identique à celle mesurée pour des particules d'impulsions élevée.

Par ailleurs, bien que la quantité des kaons analysés dans le domaine d'impulsion où la séparation π-K est possible ($p < 1.5$ GeV/c) soit faible (le rapport R (K/π) est en moyenne égal à 1,5 %), il est possible de les séparer avec un écart-standard jusqu'à 1,5 GeV/c, et deux écarts-standard jusqu'à 1 GeV/c.

De même, il est possible de séparer les pions des protons (l'ambiguité se présente pour 7 % des traces reconstruites d'impulsion inférieure à 2,9 GeV/c) jusqu'à 2,9 GeV/c avec un écart-standard, et avec deux écarts-standard jusqu'à 2 GeV/c.

Connaissant la résolution en masse du système de mesure de temps de vol, il est possible de définir, à une impulsion donnée, une efficacité de l'identification par mesure de T.V.

Si, par exemple on s'intéresse à la séparation de deux particules de masses m_1 et m_2, la probabilité d'identifier une particule de masse-mesurée par T.V. - m est inversement proportionnelle à l'intégrale de recouvrement des deux distributions en masse carrée D_1 et D_2 définies par les relations :

$$D_1(m,p) = e^{-\frac{(m^2 - m_1^2)^2}{2\,\sigma_1^2(p)}}$$

$$D_2(m,p) = e^{-\frac{(m^2 - m_2^2)^2}{2\,\sigma_1^2(p)}}$$

L'efficacité de l'identification par mesure de T.V. à une impulsion donnée peut donc être définie par la relation suivante :

$$E(p) = \frac{\int |D_1(m,p) - D_2(m,p)|\ dm^2}{\int D_1(m,p)\ dm^2 + \int D_2(m,p)\ dm^2}$$

La fonction E(p) représente, à une impulsion donnée, la valeur moyenne de la différence $|P_1 - P_2|$, P_1 et P_2 étant les probabilités qu'une particule analysée par le spectromètre soit une particule de masse m_1 ou m_2 respectivement.

Celle-ci est représentée à la figure V.26.a pour la séparation π, K, et à la figure V.26.b pour la séparation π,p.

Ainsi, l'efficacité de la séparation π,K est égale à 95 % à 1 GeV/c (la différence de temps de vol entre un pion et un kaon est alors égale à deux écarts-standard de la distribution $T = T.V._m - T.V._c$) et à 68 % à 1,5 GeV/c (différence de temps de vol égale à un écart-standard).

4 - Identification et reconstruction de particules Λ°

Dans ce paragraphe, on étudiera l'influence de l'identification des particules par mesure de T.V. sur la reconstruction du baryon Λ° dans le canal $\Lambda^\circ \rightarrow p\ \pi^-$ (rapport de branchement B = 64,2 %).

A Sélection

La désintégration de particules neutres est caractérisée par l'observation d'une topologie en "V".

Cette topologie est sélectionnée d'après les critères suivants :

- 2 traces de signes opposés.
- CDA (longueur du segment de droite perpendiculaire aux 2 traces) < 2 cm.
- vertex situé suffisamment loin de la zone d'interaction.

Ce dernier point se justifie par la durée de vie relativement élevée du Λ° ($c\tau$ = 7,9 cm). Celui-ci parcourt avant de se désintégrer une distance moyenne d(p), fonction de l'impulsion, égale à

$$d(p) = \frac{p\ c\ \tau}{M_{\Lambda_o}}$$

Cette distance d est supérieure à 7 cm pour p > 1 GeV/c. Les caractéristiques géométriques de la zone d'interaction sont représentées à la figure V.27 (23). Celle-ci a approximativement la forme d'un losange d'une quinzaine de cm de côté. Il est donc réaliste de supposer qu'une partie non négligeable des Λ° se désintègre en dehors de la zone d'interaction.

D'autre part, la sélection des événements en fonction de la distance du vertex à la zone d'intersection répond à une exigence à caractère expérimental.

En effet, afin de sélectionner des candidats Λ°, on attribue arbitrairement une masse de proton à la particule la plus rapide, la particule lente étant supposée un pion - un calcul simple montre que l'impulsion du proton est supérieure à celle du pion si l'impulsion du Λ° incident est supérieure à 0,3 GeV/c.

Ceci permet de calculer une masse reconstruite $M(p\,\pi^-)$. La figure V.28 représente la position en X' du vertex de désintégration en fonction de $M(p\,\pi^-)$. La variable X' est définie par la relation :

$$X' = - X \cos \alpha + Z \sin \alpha$$

(α : angle d'intersection des 2 faisceaux = 14,8°).

X' représente la distance du vertex à la droite Δ (cf. figure V.27).

On voit clairement une accumulation de points centrés sur la masse du Λ° (1115,6) émergeant d'un bruit de fond aux faibles valeurs de X'.

La valeur limite de X', au-delà de laquelle les événements sont acceptés, a été fixée à $X'_{lim} = 3$ cm. Celle-ci correspond à un compromis acceptable optimisant le rapport signal/bruit et le nombre d'événements dans le signal.

Enfin, pour pouvoir exploiter les informations du système de T.V., on sélectionne les événements dans lesquels au moins une des particules analysées est identifiable par mesure de T.V. (T.V. mesurable et impulsion < 3 GeV/c).

B Identification et reconstruction

L'identification est effectuée de la façon suivante :

Si le carré de la masse de la particule (mesuré par T.V.) est égal à m^2, la probabilité que cette particule soit une par-

ticule de masse m_i est égale à

$$P_{m_i}(m) = \frac{e^{-\frac{(m^2 - m_i^2)^2}{2\sigma^2(p,m_i)}}}{\sum_i e^{-\frac{(m^2 - m_i^2)^2}{2\sigma^2(p,m_i)}}}$$

$\sigma(p,m_i)$ étant obtenu d'après la formule (9).

Dans le cas présent, on s'intéresse à la séparation de trois types de particules : π, K et p. Si l'une des trois probabilités $p_{m_i}(m)$ est supérieure d'une quantité Δp (qu'on appellera "séparation") aux deux autres, la particule est considérée comme identifiée. La séparation Δp, fixée par l'utilisateur, est dans la suite égale à 50 %.

Les résultats de cette identification sont résumés dans le tableau suivant (page suivante).

Ainsi, dans un lot de 5 173 couples de traces, l'identification par T.V. pour l'une des deux particules seulement est possible dans 72 % des cas ; parmi ceux-ci, l'identification donne un résultat positif dans 86 % des cas (13 % pour les particules positives et 73 % pour les particules négatives).

Lorsque l'identification simultanée des deux particules est possible (28 % des cas), celle-ci est positive pour les deux particules à 32 %, et positive pour l'une des deux particules à 67 %.

La proportion globale de particules identifiées/ identifiables vaut 77 %.

- 1 particule identifiable par T.V.

		Particules positives	Particules négatives		
		Identification par T.V.	π	p ou K	Ambigu
Δp	50 %	p	0	0	89
Non-identification	14 %	π ou K	0	0	409
		Ambigu	2 682	44	518

- 2 particules identifiables par T.V.

		Particules positives	Particules négatives		
		Identification par T.V.	π	p ou K	Ambigu
Δp	50%	p	94	2	2
Non-identification 1 particule	67 %	π ou K	345	8	21
		Ambigu	916	22	21
Non-identification 2 particules	1 %				

La distribution de masse reconstruite (p,π^-), en l'absence de toute identification, est représentée à la figure V.29. Le signal Λ° (1115,6) est clairement visible ; sa largeur à mi-hauteur est d'environ 8 MeV et le rapport signal/bruit vaut $7,40 \pm 0,25$.

Les impulsions des particules reconstruites, ainsi que celles des particules positives et négatives sont représentées aux figures V.30.a, V.30.b et V.30.c respectivement.

L'influence de l'identification par mesure de T.V. est mise en évidence sur la figure V.31, où les particules négatives ont été identifiées (pions), et les particules positives , soit identifiées (protons), soit ambigues (mais ni pions, ni kaons). La distribution de la figure V.29 est superposée (pointillés), ce qui permet de visualiser l'amélioration du rapport signal/bruit, qui vaut dans ce cas $9,2 \pm 0,4$, soit une amélioration effective de 24 % par rapport à l'absence de toute identification.

La valeur de la séparation Δp influe peu sur la qualité de l'identification par T.V. La figure V.32.a représente le rapport signal/bruit des distributions de masses reconstruites $(p\ \pi^-)$ en fonction de Δp. L'évolution du rapport signal/bruit est sensible jusqu'à une valeur de Δp d'environ 0,5. A partir de cette valeur, le rapport signal/bruit reste à peu près constant.

La séparation Δp influe plus nettement sur la statistique, ainsi que l'indique la figure V.32.b. Celle-ci représente le rapport de particules identifiées/identifiables en fonction de Δp. Il est ainsi possible de choisir une valeur acceptable pour Δp, optimisant à la fois le rapport signal/bruit et le pourcentage de particules identifiées. Cette valeur a été fixée à $\Delta p = 0,5$, ce qui justifie a posteriori le choix effectué précédemment.

C Conclusion

Le système de mesure de T.V. est un outil efficace pour réduire le bruit de fond des distribution M_{Λ° ($p\ \pi^-$).

L'amélioration du rapport signal/bruit ainsi obtenue vaut environ 24 %.

Par contre, l'identification par T.V. n'est effective que pour 77 % du nombre total de particules sélectionnées. Cet inconvénient peut être rédhibitoire lors d'étude de réactions de faibles sections efficaces.

5 - Identification et reconstruction de particules K°_S

On étudiera ici l'influence de l'identification des particules par mesure de T.V. sur la reconstruction du méson K°_S dans le canal

$$K^\circ_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \qquad (B = 68{,}6\ \%)$$

A Sélection

Les critères géométriques de sélection des événements utilisés ici sont identiques à ceux utilisés pour sélectionner les événements $\Lambda^\circ \rightarrow p\ \pi^-$, décrits précédemment. Dans le cas présent, toutefois, les impulsions des pions secondaires étant statistiquement identiques, aucune sélection n'est effectuée quant au rapport des deux impulsions.

B Identification et reconstruction

L'identification par T.V. des particules est effectuée de la même façon.

Les résultats de cette identification sont résumés dans le tableau suivant :

- 1 particule identifiable par T.V.

		Particules positives	Particules négatives		
		Identification par T.V.	π	p ou K	Ambigu
Δp	50 %	π	0	0	1 224
Non-identification	14 %	p ou K	0	0	107
		Ambigu	1 816	69	508

- 2 particules identifiables par T.V.

		Particules positives	Particules négatives		
		Identification par T.V.	π	p ou K	Ambigu
Δp	50 %	π	457	36	247
Non-identification 1 particule	58 %	p ou K	93	8	13
		Ambigu	572	21	18
Non-identification 2 particules	1 %				

La proportion globale de particules identifiées/ identifiables vaut 79 %.

La distribution de masse reconstruite ($\pi^+ \pi^-$), en l'absence de toute identification, est représentée à la figure V.33. La largeur du signal K°_s (497,7) vaut environ 22 MeV, et le rapport signal/bruit 2,2 $\pm$ 0,25. Les impulsions des particules reconstruites, ainsi que celles des particules positives et négatives sont représentées aux figures V.34.a, V.34.b et V.34.c respectivement (la coupure dans la distribution V.34.b provient de la limitation en impulsion effectuée lors de la sélection des événements).

La distribution de masse ($\pi^+ \pi^-$), avec identification des particules négatives seulement, est représentée à la figure V.35. Le rapport signal/bruit reste sensiblement identique (2,15 $\pm$ 0,25). Cette absence d'amélioration s'explique par le fait que parmi les particules négatives, la proportion de K^- est très faible (de 2 à 3 %), et la proportion d'anti-protons également. L'identification par T.V. n'apporte donc que peu d'informations supplémentaires.

Par contre, il n'est pas de même lorsqu'on procède à l'identification de particules positives. La distribution de masse reconstruite ($\pi^+ \pi^-$) avec identification des particules positives, est représentée à la figure V.36. Le rapport signal/ bruit vaut dans ce cas 2,7 $\pm$ 0,5, soit une amélioration d'environ 25 % par rapport à l'absence d'identification.

C Conclusion

L'influence de l'identification des particules par mesure de T.V. est sensiblement identique pour les distributions M_{Λ° ($p \pi^-$) et $M_{K^\circ_s}$ ($\pi^+ \pi^-$).

L'amélioration du rapport signal/bruit de la distribution de masse reconstruite $M_{K^\circ_S}$ ($\pi^+ \pi^-$) vaut environ 25 % (l'amélioration valait 24 % pour la distribution M_{Λ° ($p \pi^-$)).

De même, la proportion de particules identifiées/identifiables vaut 79 % (contre 77 % pour M_{Λ° ($p \pi^-$)).

CONCLUSION

Nous avons examiné successivement le fonctionnement et les performances du système de mesure de temps de vol.

Celles-ci correspondent aux caractéristiques initialement exigées pour le dispositif, destiné à combler l'absence d'identification des détecteurs Cerenkov pour des particules d'impulsion inférieure à 2.5 GeV/c.

La résolution en temps obtenue est de l'ordre de 450 ps.

Celle-ci peut encore être améliorée, moyennant certaines modifications résumées dans le tableau suivant.

Amélioration d'un facteur 2	Amélioration de la résolution en temps	Méthodes d'améliorations
Temps de montée du signal lumineux dans le scintillateur	20 %	Utilisation d'un scintillateur plastique plus performant $T_{montée} \leq 0.4$ ns $\lambda_{att} > 3$ m
Fluctuation du temps de transit des photoélectrons dans le P.M.	30 %	Utilisation d'un photomultiplicateur aux caractéristiques désirées
Statistique des photoélectrons	30 %	Utilisation d'un scintillateur de meilleur coefficient de conversion énergétique Utilisation d'un photomultiplicateur de meilleur rendement quantique

A titre indicatif, il existe actuellement plusieurs types de scintillateurs pouvant remplacer avantageusement ceux de l'expérience.

L'utilisation de Pilot U en particulier (scintillateur développé par Nuclear Enterprises) et dont les caractéristiques sont intéressantes ($\tau_{montée}$ = 0.5 ns, λ_{att} = 140 cm) permettrait d'améliorer jusqu'à 20 % la résolution en temps du système de T.V.

De même, le remplacement des P.M. PHILIPS XP 2232 par des PHILIPS XP 2020 permettrait une amélioration pouvant aller jusqu'à 30 %.

Par ailleurs, le système de T.V. présente actuellement l'inconvénient de ne traiter qu'une faible partie des traces - d'impulsion compatible avec ses performances - provenant d'événements de multiplicité $\geq$ 3. En effet, de par la configuration géométrique de l'hodoscope AV, il arrive fréquemment que 2 particules soient détectées simultanément par le même scintillateur, ce qui rend inexploitables les données T.V.

Une modification du nombre de scintillateurs AV ou de leurs caractéristiques géométriques pourrait remédier sensiblement à cet état de choses, comme l'indique le tableau ci-contre.

Ainsi, l'utilisation de 3 scintillateurs aux dimensions ad hoc améliorerait la statistique de 47 %, 53 % et 96 % lors du traitement d'événements de multiplicités respectives 3, 4 et 5, et de 59 %, 77 %, 137 % avec 4 scintillateurs.

Nombre de scintillateurs	Largeur des scintillateurs (cm) par ordre d'éloignement du faisceau	Pourcentage de traces analysables pour des événements de multiplicité 3	Pourcentage de traces analysables pour des événements de multiplicité 4	Pourcentage de traces analysables pour des événements de multiplicité 5
2	15. 15.	53 %	39 %	27 %
2	8. 22.	66 %	45 %	35 %
3	5.5 6.5 18.	78 %	60 %	53 %
4	4.5 3.5 6.5 15.5	84 %	69 %	64 %

ANNEXE 1

LE POMERON

Le pomeron est la conséquence de certaines hypothèses de la théorie des pôles de Regge (6) . Dans cette théorie, l'amplitude de diffusion F(S,t) (pour simplifier, on prendra une amplitude de diffusion à 2 corps) est représentée par la paramétrisation suivante (9) :

$$F(s,t) \underset{s\to\infty}{\longrightarrow} \sum_i \beta_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \frac{1+\xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)}$$

où :

- S,t : variables S,t de Mandelstam
- i : nombres quantiques échangés dans la voie t
- $\alpha_i(t)$: trajectoire du pôle de Regge
- $\beta_i(t)$: résidu du pôle de Regge
- ξ_i : ± 1 signature du pôle de Regge
- S_o : paramètre d'échelle.

Cette modélisation répond à un certain nombre d'exigences physiques, telles que propriété de croisement de l'amplitude F - obtention des amplitudes des réactions croisées t et u par prolongement analytique de F -, unitarité - unitarité de la matrice S - et analyticité.

Il existe des liens étroits entre les singularités de ces fonctions et les caractéristiques des forces. Par exemple,

l'existence d'un pôle pour l'amplitude de diffusion F(S,t) correspond à la présence d'un état intermédiaire à 1 particule.

Le pomeron est un pôle particulier de la théorie des pôles de Regge, qui possède les nombres quantiques du vide, et intervient dans certains processus, tels la diffusion élastique, ou la dissociation diffractive.

ANNEXE 2

CALCUL DE LA LUMINOSITÉ

- Hauteur effective

La luminosité est une quantité ne dépendant que des faisceaux. Il est nécessaire de la connaître afin de pouvoir calculer les sections efficaces.

Dans le cas où les deux faisceaux ont une section rectangulaire identique et une distribution uniforme sur cette surface, la luminosité L s'écrit (7) :

$$L = \frac{1}{h \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \quad \frac{I_1 I_2}{e^2 c} \qquad (1)$$

I_1, I_2 intensités respectives de chaque faisceau

h leur hauteur

α angle d'intersection des deux faisceaux.

Cependant, les densités de particules n'étant pas uniformes, considérons $S_1(z)$, $S_2(z)$, distributions en densité des faisceaux 1 et 2 respectivement, telles que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_1(z)\, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(z)\, dz = 1$$

Sur un petit élément de hauteur dz, on a d'après la relation (1) :

$$L(z, dz) = \frac{I_1 I_2}{e^2 c \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \; S_1(z)\, S_2(z)\, dz$$

on en déduit la luminosité totale :

$$L = \frac{I_1 I_2}{e^2 c \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}} \int S_1(z)\, S_2(z)\, dz$$

Par identification avec la formule (1), la quantité $\frac{1}{\int S_1(z)\, S_2(z)\, dz}$ est appelée h_{eff}, hauteur effective.

Une méthode pour mesurer h_{eff} consiste à déplacer l'un des faisceaux par rapport à l'autre d'une quantité x. La luminosité devient :

$$L(x) = \frac{I_1 I_2}{e^2 c \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}} \int S_1(z)\, S_2(z-x)\, dz$$

En faisant varier x, on peut définir la quantité h :

$$h = \frac{\int \left[\int S_1(z)\, S_2(z-x)\, dz \right] dx}{\int S_1(z)\, S_2(z)\, dz} = \frac{\int L(x)\, dx}{L(0)}$$

or

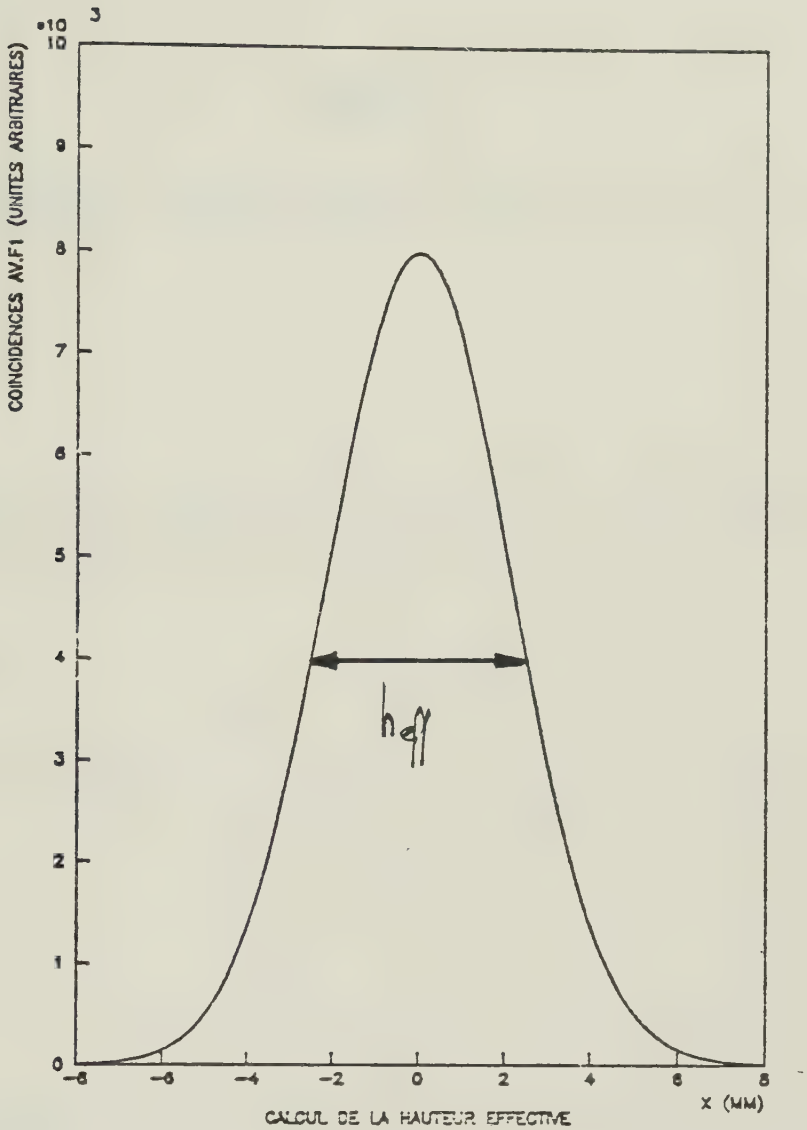
$$\int \left[\int S_1(z)\, S_2(z-x)\, dz \right] dx = \int \left[\int S_2(z-x)\, dx \right] S_1(z)\, dz = 1$$

la quantité h représente donc la hauteur effective h_{eff}.

- Mesure de la luminosité

Considérons le montage décrit au Chapitre II. On effectue des taux de comptage, pour différentes valeurs du déplacement, définis par les coïncidences AV.F1, données par des événements faisceau-faisceau.

La largeur à mi-hauteur de la fonction obtenue (intégrale de recouvrement des deux faisceaux), constitue la hauteur effective h_{eff}.



CALCUL DE LA HAUTEUR EFFECTIVE

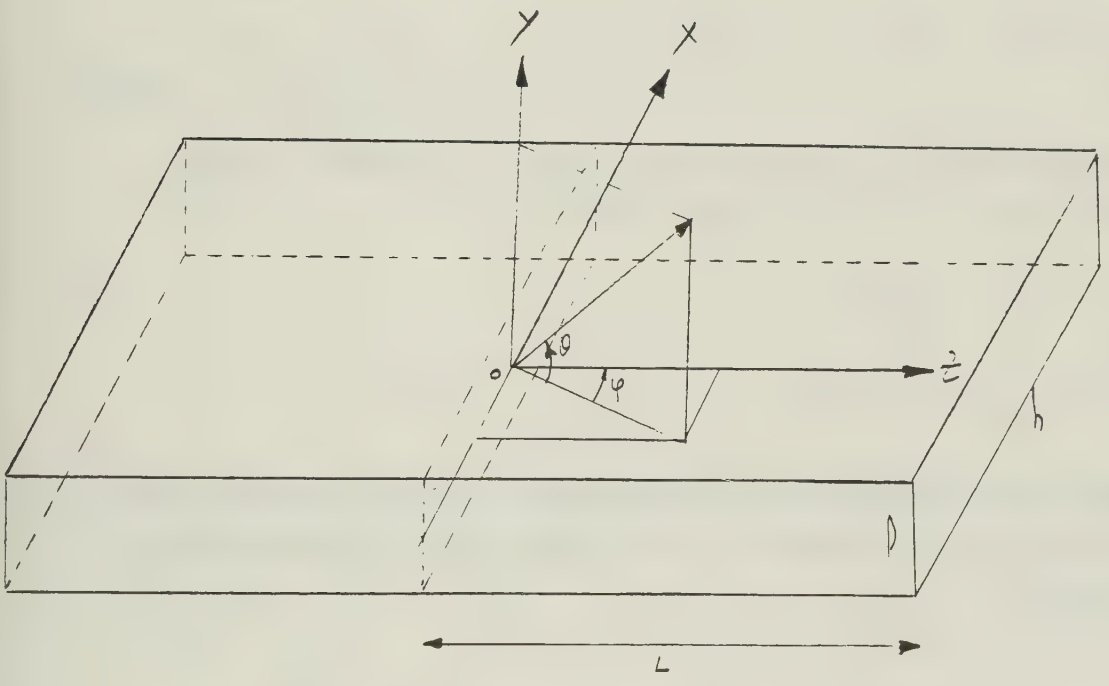
Les valeurs obtenues pour h_{eff} sont de 1'ordre de 5 mm.

Les intensités I_1 et I_2 sont mesurées très précisément et connues à 10^{-4}. La précision sur h_{eff} dépend donc du taux de comptage et de 1'erreur sur z (donc sur x), elle est d'environ 10 %.

ANNEXE 3

CALCUL DE LA FONCTION DE TRANSMISSION DU SCINTILLATEUR

Soit un rayon lumineux dont la direction est définie par les angles ϑ et φ de la figure ci-dessous.



$$\vec{V} \begin{cases} \cos\varphi \sin\vartheta \\ \cos\varphi \cos\vartheta \\ \sin\varphi \end{cases}$$

La réflexion sur une des faces ne fait que changer le signe d'un des angles ϑ ou φ. Les composantes du vecteur directeur V sont donc constantes en valeur absolue. On peut en déduire la longueur L_t de la trajectoire, soit :

$$L_t = \frac{L}{\cos\vartheta \cos\varphi}$$

Considérant d'autre part que lors d'une réflexion, il se produit une atténuation égale à R, coefficient de réflexion sur la surface, l'atténuation du rayon lumineux due à m réflexions sur les faces parallèles au plan YZ et n réflexions sur les faces parallèles au plan XZ est égale à :

$$R^{m+n} \qquad \text{avec} \qquad m = \frac{L \operatorname{tg} \varphi}{h} \qquad n = \frac{L \operatorname{tg} \theta}{l \cos \varphi}$$

considérant également l'atténuation due à la propagation au sein d'un milieu absorbant de longueur caractéristique λ, on peut écrire l'atténuation globale $A(\theta, \varphi)$

$$A(\theta, \varphi) = e^{-\frac{L}{\lambda}} R^{m+n}$$

La quantité de lumière émise dans un élément d'angle solide $d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$ est égale à

$$dN = N_0 \frac{d\Omega}{4\pi}$$

N_0 : nombre de photons émis

On en déduit la quantité effective de lumière dN émise dans l'élément d'angle solide $d\Omega$ et reçue par la photocathode du PM au temps t

$$\text{soit} \quad dN = \frac{N_0 \, d\Omega}{4\pi} A(\theta, \varphi) \qquad \text{avec} \qquad t = \frac{L}{V_g}$$

v_g : vitesse de groupe de la lumière dans le milieu.

ANNEXE 4

CALCUL DU SIGNAL LUMINEUX REÇU PAR LE PM

Considérons une fonction de réponse du scintillateur représentée par la formule :

$$I(t) = \frac{e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}}{\tau_1 - \tau_2}$$

On en déduit le signal lumineux émis au temps t dans l'élément d'angle solide d Ω (ϑ, φ)

$$\Delta G(t) = I(t-\Delta t)\ \frac{N_0}{4\pi}\ A(\vartheta,\varphi)\ \Delta\Omega(\vartheta,\varphi)$$

avec

$$\Delta t = \frac{L}{\sqrt{2}\cos\vartheta\cos\varphi}$$

d'où le signal lumineux reçu par la photocathode au temps t

$$G(t) = \int_0^{\frac{\pi}{2}-\vartheta_0}\int_0^{\frac{\pi}{2}-\varphi_0} I(t-\Delta t)\ \frac{N_0}{4\pi}\ A(\vartheta,\varphi)\ d\Omega$$

Les bornes supérieures des intégrales sont définies par l'angle limite d'incidence

$$\gamma = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n}\right)$$

Soit $\frac{\pi}{2} - \vartheta_0 = \gamma$

$$\frac{\pi}{2} - \varphi_0 = \gamma \quad \text{avec} \quad \varphi_0 = \operatorname{Arctg}\left[\frac{\operatorname{tg}\gamma}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\vartheta/\cos^2\gamma}}\right] \quad (10)$$

Soit

$$G(t) = \int_0^{\frac{\pi}{2}-\vartheta_0} \int_0^{\frac{\pi}{2}-\varphi_0} \frac{e^{-\frac{1}{\tau_1}\left(t-\frac{L}{v_g \cos\vartheta \cos\varphi}\right)} - e^{-\frac{1}{\tau_2}\left(t-\frac{L}{v_g \cos\vartheta \cos\varphi}\right)}}{\tau_1 - \tau_2} \frac{H_0}{4\pi} A(\vartheta,\varphi)\, d\Omega$$

avec

$$A(\vartheta,\varphi) = e^{-\frac{L}{\lambda \cos\vartheta \cos\varphi}} \quad R. \frac{L \operatorname{tg}\varphi}{h} + \frac{L \operatorname{tg}\vartheta}{\ell \cos\varphi}$$

ANNEXE 5

INFLUENCE DE LA PHOTOSTATISTIQUE SUR LA RÉSOLUTION EN TEMPS DES SIGNAUX

Soit D(r) la densité de probabilité pour un photon d'arriver sur la photocathode en une position r.

On sait que le signal de sortie du PM apparaît avec un retard corrélé à la localisation du photon sur la photocathode. Cette corrélation peut être représentée par une fonction $t = f(r)$ représentant la distribution en temps des signaux de sortie en fonction de la position r du photon.

Les signaux de sortie obéissent donc à la loi de probabilité

$$P(t) = P(f(r)) = D(r)$$

D'autre part, soit x_i un ensemble de N photons arrivant simultanément sur la photocathode en $\{r\} = \{r_i\}$. Supposons que les signaux individuels générés par chaque photon en $\{t\} = \{t_i\}$ donnent lieu à un signal unique, généré en

$$\bar{t} = \frac{\sum_i t_i}{N}$$

L'écart-type σ de la distribution en t en fonction de l'écart type σ_i de la distribution en t_i des signaux individuels de chaque photon est donné par la formule

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_i^2}{N}$$

Un facteur 2 sur N introduit donc

$$\sigma(2N) = \frac{\sigma(N)}{\sqrt{2}} = 0.71\ \sigma(N)$$

soit une amélioration effective de 30 %.

REFERENCES

(1) W. Lockman et al., Production of Multipion systems with large longitudinal momentum at the CERN ISR, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 680.

(2) S. Erhan et al., Hyperon production in pp interactions at $\sqrt{S}$ = 53 and 62 GeV, Phys. Lett. 85B (1979) 447.

(3) K.P. Das and R. Hwa, Phys. Lett. 68B (1977) 459 ; D. Duke and F.E. Taylor, FNAL Report N° FNAL-77/95 ; S.J. Brodsky and J.F. Gunion, SLAC Report No. SLAC-PUB-1939 ; H. Satz, University of Bielefeld, Report No. BI-TP 77/26 ; B. Anderson et al., University of Lund, Report No. LU TP 77/19 ; S. Pokorski and L. Van Hove, CERN Report No. CERN TH-2427 ; T. Kanki et al., Osaka University, Report No. OS-GE 77-9.

(4) W. Lockman et al., Evidence for Λ_c^+ in inclusive $pp \to (\Lambda^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^-) + X$ and $pp \to (K^+ \pi^- p) + X$ at $\sqrt{S}$ = 53 and 62 GeV, Phys. lett. 85B (1979) 443.

(5) I. Giomataris, thèse 3ème Cycle, 9 Juillet 1980.

(6) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel, Ecole d'été de physique des particules, Gif-sur-Yvette, 3ème session, 6-18 Septembre 1971, vol. II, Chap. VI, 355.

(7) Luminosity and partielle detection studies at the CERN ISR, NP internal report, 18 may 1981.

(8) Philips data handbook, part. 9, June 1980.

(9) Physica Scripta, vol. 23, 396, 1981. Prospects of Scintillation TOF systems, J. Carlson.

(10) F. Calligaris, P. Cioti, I. Gabrielli, R. Giacomich, Theoretical Model of light-pulse propagation verified by single-photon technique, Nucl. Instr. and Meth. 148 (1978) 323.

(11) L.G. Hyman, R.M. Schwarcz and R.A. Schulter, Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 393.

(12) L.G. Hyman, Rev. Sci. Instr. 36 (1965) 193.

(13) Lynch, F.J., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 (1975) 58.

(14) B. Bengtson and M. Moszynski, Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970) 109.

(15) William B. Atwood, Time-of-flight measurements, SLAC-PUB-2620.

(16) W. Braunschweig et al., N.I.M.134 (1976) 261-266.

(17) F. James, M. Roos, Minuit long-write-up, CERN computer centre program library, D 506.

(18) R. Fletcher, Comput. J. 13 (1970) 317.

(19) H. Wind, Nucl. Instr. and Meth., 115 (1974) 431-434.

(20) W.T. Scott, Rev. Mod. Phys. (1963) 231.

(21) P. Capiluppi, G. Giacomelli, A.M. Rossi, G. Vannini, A. Bertin, A. Bussière, R.J. Ellis, Charged particle production in p-p inclusive reactions at very high energies, Nucl. Phys., B 79 (1974) 189-258.

(22) B. Alper, H. Boggild , P. Booth, L.J. Carrol, G. von Dardel, G. Damgaard, B. Duff, J.N. Jackson, G. Jarlskog, L. Jöhnsson, A. Kovning, L. Leistam, E. Lillethun, S. Olgaard-Nielsen, M. Prentice and J.M. Weiss, Nucl. Phys. B87 (1975) 19.

(23) M. Holder et al., Phys. Lett. 35B (1971) 355.

LEGENDES DES FIGURES

Fig. I.1 - Distribution en impulsion des particules chargées analysées par le spectromètre.

Fig. I.2 - Sections efficaces différentielles $X \frac{d\sigma}{dX}$ (mb) en fonction de la variable X_F de Feynman des réactions inclusives

$$pp \rightarrow (\pi\pi) + X$$

(Résultats de l'expérience R603).

Fig. I.3 - Spectres de masse invariante des états $\Lambda\pi^+$ et $\Lambda\pi^-$, et sections efficaces $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ intégrées sur p_t^2 en fonction de la variable $1 - X_F$ des états résonnants Σ^+ et Σ^-.

Fig. II.1 - Schéma de l'implantation des ISR au CERN.

Fig. II.2 - Schéma général de l'expérience R608 aux ISR.

Fig. II.3 - Schéma du spectromètre.

Fig. II.4 - Caractéristiques des compteurs Cerenkov.
A : Seuils de détection.
B : Zones d'efficacité.
C : Réponses des compteurs en fonction du type des particules analysées et de leur impulsion.

Fig. III.1 - Différences de temps de vol pour différentes paires de particules en fonction de leur impulsion. Temps en nanosecondes.

Fig. III.2 - Caractéristiques des scintillateurs plastiques composant les Hodoscopes AV et AR.

Fig. III.3 - Caractéristiques des photomultiplicateurs (Philips XP 2232).

Fig. III.4 - Variation de l'efficacité des compteurs en fonction de leur position verticale supposée. Positions en cm.
A : Variation théorique.
B : Variation obtenue expérimentalement.

Fig. III.5 - A : Influence de l'activité résiduelle sur l'efficacité des compteurs.
B : Calcul de l'efficacité réelle à partir de l'efficacité mesurée et de l'activité résiduelle mesurée.

Fig. IV.1 - Schéma de la logique utilisée dans le système de mesure de temps de vol.

Fig. IV.2 - Influence de l'atténuation des signaux sur la mesure des temps (time slewing).

Fig. IV.3 - Simulation théorique et mesures expérimentales des signaux lumineux reçus par le photomultiplicateur.
A : Distance du point d'impact de la particule à la photocathode = 10 cm.
B : Distance du point d'impact de la particule à la photocathode = 100 cm.

Fig. IV.4 - Distribution de la quantité $(T_{gauche} - T_{droit})$ d'un scintillateur AR en fonction de la distance du point d'impact de la particule au photomultiplicateur.
A : Position du point d'impact mesurée par extrapolation linéaire à partir des positions mesurées dans les chambres 4 et 5.
B : Position du point d'impact mesurée par extrapolation non linéaire à partir de la position mesurée dans la chambre 5 et de la pente de la trajectoire déterminée en Z = 553 cm à l'aide d'une représentation paramétrique de la trajectoire par un polynôme en Z de degré 3.
C : idem, la pente étant déterminée en Z = 650 cm.
D : idem, la pente étant déterminée en Z = 755 cm.

Fig. IV.5 - Distribution de la quantité $\frac{1}{\sqrt{ADC}}$ en fonction de la valeur mesurée dans le TDC correspondant.

Fig. IV.6 - Distribution de la quantité $(T_{gauche} - T_{droit})$ d'un scintillateur AR en fonction de la distance du point d'impact de la particule au photomultiplicateur.
A : Temps corrigés de l'atténuation des signaux.
B : Temps non corrigés de l'atténuation des signaux.

Fig. V.1 - Distribution en impulsion des pions identifiés par les détecteurs Cerenkov, utilisés pour déterminer les temps de vol théoriques.

Fig. V.2 - Distribution de la quantité $\frac{\Delta p}{p}$ (%) en fonction de l'impulsion. Résultats obtenus par Monte-Carlo.

Fig. V.3 - A : Distribution en impulsion des particules utilisées pour déterminer la valeur de l'incertitude relative à la mesure de la longueur de la trajectoire.
B : Distribution de la quantité $\frac{\Delta d}{d}$ (erreur relative sur la mesure de la longueur de la trajectoire).

Fig. V.4 - Distribution de la quantité T.V.m - T.V.c.
T.V.m est le temps de vol mesurée en effectuant la moyenne.

$$T.V.m = (T_{AR_{gauche}} + T_{AR_{droit}}) / 2 - (T_{AV_{gauche}} + T_{AV_{droit}}) / 2$$

T.V.c est le temps de vol théorique. Les particules analysées sont des pions identifiés par les détecteurs Cerenkov.

Fig. V.5 - Distribution de la quantité T.V.m - T.V.c.
T.V.m est le temps de vol mesurée par la formule :

$$T.V.m = T_{AR_{gauche}} - (T_{AV_{gauche}} + T_{AV_{droit}})/2.$$

A : Position X_{AR} du point d'impact de la particule comprise entre 65 et 130 cm.
B : X_{AR} compris entre 0 et 65 cm.

Fig. V.6 - Idem.
A : X_{AR} compris entre -65 et 0 cm.
B : X_{AR} compris entre -130 et -65 cm.

Fig. V.7 - Idem.
A : Variable $\frac{1}{\sqrt{ADC_{gauche}}}$ comprise entre 0,3 et 0,4 $pC^{-0,5}$.
B : $\frac{1}{\sqrt{ADC_{gauche}}}$ compris entre 0,4 et 0,5 $pC^{-0,5}$.

Fig. V.8 - Idem.
A : $\frac{1}{\sqrt{ADC_{gauche}}}$ compris entre 0,5 et 0,6 $pC^{-0,5}$.
B : $\frac{1}{\sqrt{ADC_{gauche}}}$ compris entre 0,6 et 0,7 $pC^{-0,5}$.

Fig. V. 9 - Distribution de la quantité T.V.m - T.V.c.
T.V.m est le temps de vol mesuré, obtenu par la formule V.7.
A : Position X_{AR} du point d'impact de la particule comprise entre 65 et 130 cm.
B : X_{AR} compris entre 0 et 65 cm.

Fig. V.10 - Idem.
A : X_{AR} compris entre -65 et 0 cm.
B : X_{AR} compris entre -130 et 65 cm.

Fig. V.11 - Idem.
A : Variable $\frac{1}{\sqrt{ADC}_{gauche}}$ compris entre 0,3 et 0,4 $pC^{-0,5}$.
B : $\frac{1}{\sqrt{ADC}_{gauche}}$ compris entre 0,4 et 0,5 $pC^{-0,5}$.

Fig. V.12 - Idem.
A : $\frac{1}{\sqrt{ADC}_{gauche}}$ compris entre 0,5 et 0,6 $pC^{-0,5}$.
B : $\frac{1}{\sqrt{ADC}_{gauche}}$ compris entre 0,6 et 0,7 $pC^{-0,5}$.

Fig. V.13 - Piédestaux des ADC postérieurement au mois d'Août 81.
A : Photomultiplicateur D2F2L.
B : Photomultiplicateur D2B4L.

Fig. V.14 - Pedestaux des ADC antérieurement au mois d'Août 81.
A : Photomultiplicateur D2F2L.
B : Photomultiplicateur D2B4L.

Fig. V.15 - Distribution de la quantité T.V.m - T.V.c.
T.V.m est le temps de vol mesuré, obtenu à l'aide de la formule V.7, pour une série de données postérieures au mois d'Août 81.

Fig. V.16 - Simulation de la dégradation des piedestaux des ADC.
A : Photomultiplicateur D2F2L.
B : Photomultiplicateur D2B4L.

Fig. V.17 - Distribution de la quantité T.V.m - T.V.c, pour une série de données antérieures au mois d'Août 81. T.V.m est le temps de vol mesuré, obtenu à l'aide de la formule V.7. La dégradation des ADC a été simulée.

Fig. V.18 - Représentation de l'erreur effectuée sur la mesure du carré de la masse des particules à partir du temps de vol.
A : Temps de vol mesuré à un écart-standard près.
B : Temps de vol mesuré à deux écarts-standard près.

Fig. V.19 - Distribution de l'impulsion des particules en fonction du carré de leur masse, obtenu à l'aide du temps de vol.

Fig. V.20 - Idem, pour les particules chargées négatives seulement.

Fig. V.21 - Idem, pour les particules chargées positives seulement.

Fig. V.22 - Rapport (%) des nombres de particules (K/π) en fonction de l'impulsion.

Fig. V.23 - Distribution du carré des masses des particules, obtenu par mesure du temps de vol.
A : Impulsions des particules comprises entre 0 et 0,25 GeV/c.
B : Impulsions des particules comprises entre 0,25 et 0,5 GeV/c.

Fig. V.24 - Idem.
A : Impulsions des particules comprises entre 0,5 et 0,75 GeV/c.
B : Impulsions des particules comprises entre 0,75 et 1 GeV/c.

Fig. V.25 - Idem.
A : Impulsions des particules comprises entre 1 et 1,25 GeV/c.
B : Impulsions des particules comprises entre 1,25 et 1,5 GeV/c.

Fig. V.26 - Efficacité (pouvoir séparateur) moyenne en fonction de l'impulsion.
A : Pouvoir séparateur π/K.
B : Pouvoir séparateur π/p.

Fig. V.27 - Vue horizontale de l'intersection des deux faisceaux et représentation de la zone d'interaction.

Fig. V.28 - Masse du vertex (p, π^-) en fonction de sa position en $X' = - X \cos \alpha + Z \sin \alpha$ ($\alpha = 14,8°$).

Fig. V.29 - Distribution en masse du vertex (p, π^-) sans identification des particules.

Fig. V.30 - A : Distribution en impulsion des particules reconstruites.
B : Distribution en impulsion des particules positives.
C : Distribution en impulsion des particules négatives.

Fig. V.31 - Distribution en masse du vertex $(p\ \pi^-)$ avec identification par T.V. des particules (trait plein). Trait pointillé : fig. V.29.

Fig. V.32 - Influence de la séparation Δp.
A : Distribution des rapports signal/bruit des distributions en masse reconstruite ($p\ \pi^-$) en fonction de Δp.
B : Rapport N (particules identifiées/identifiables) en fonction de Δp.

Fig. V.33 - Distribution en masse du vertex ($\pi^+\ \pi^-$) sans identification des particules.

Fig. V.34 - A : Distribution en impulsion des particules reconstruites.
B : Distribution en impulsion des particules positives.
C : Distribution en impulsion des particules négatives.

Fig. V.35 - Distribution en masse du vertex ($\pi^+\ \pi^-$) avec identification par T.V. des particules négatives.

Fig. V.36 - Distribution en masse du vertex ($\pi^+\ \pi^-$) avec identification par T.V. des particules positives.

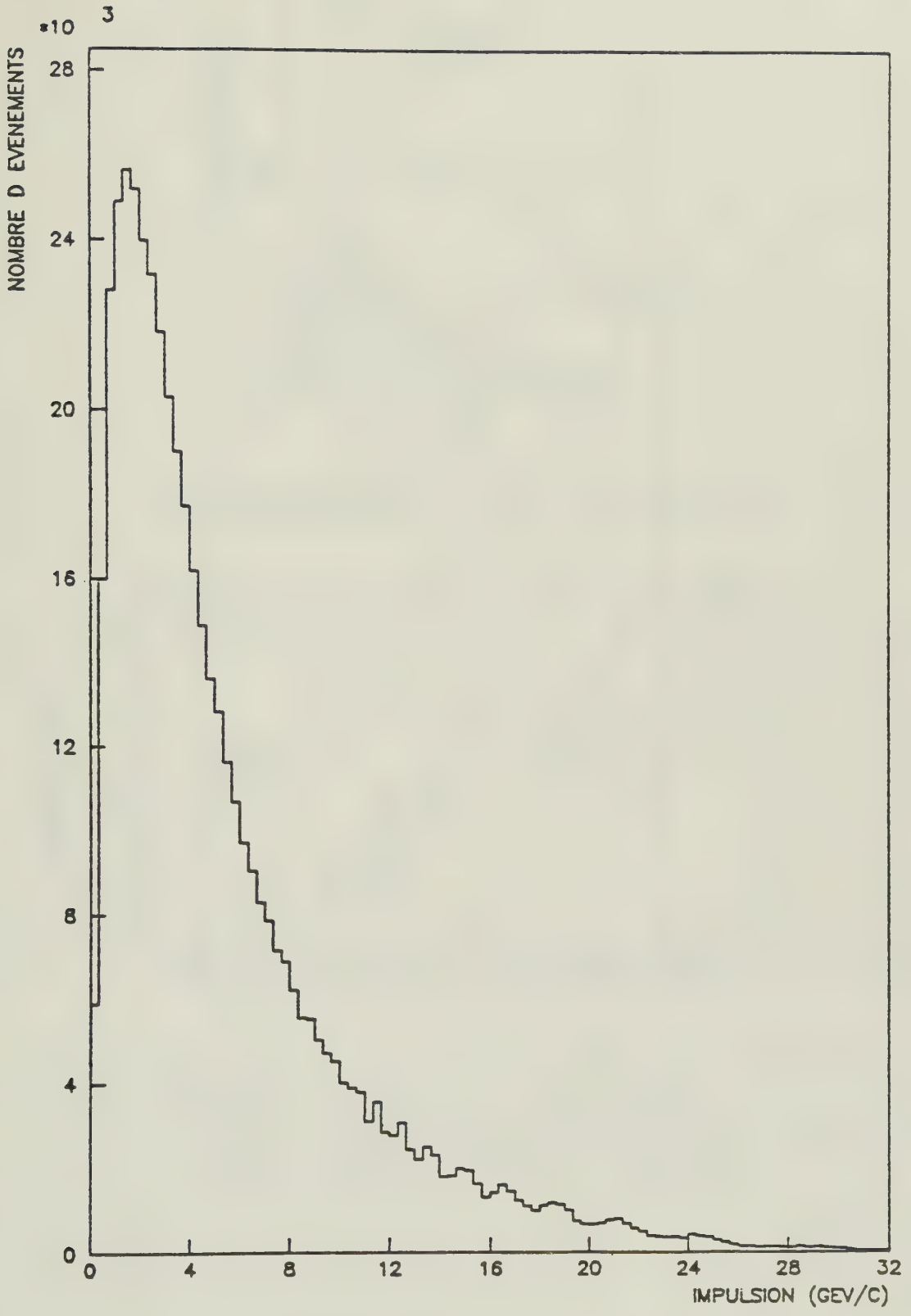
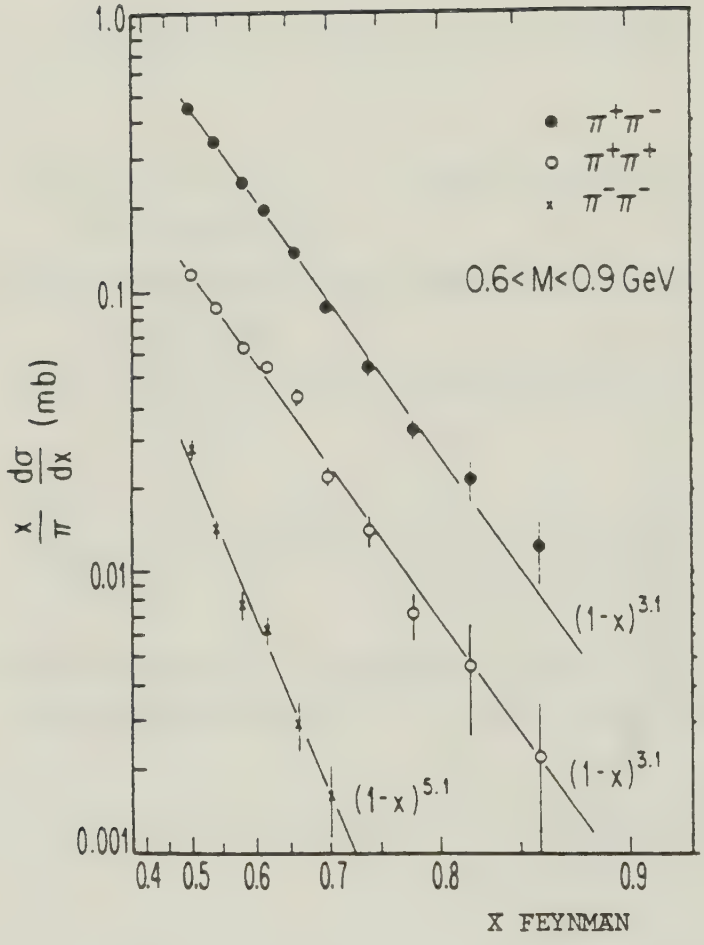
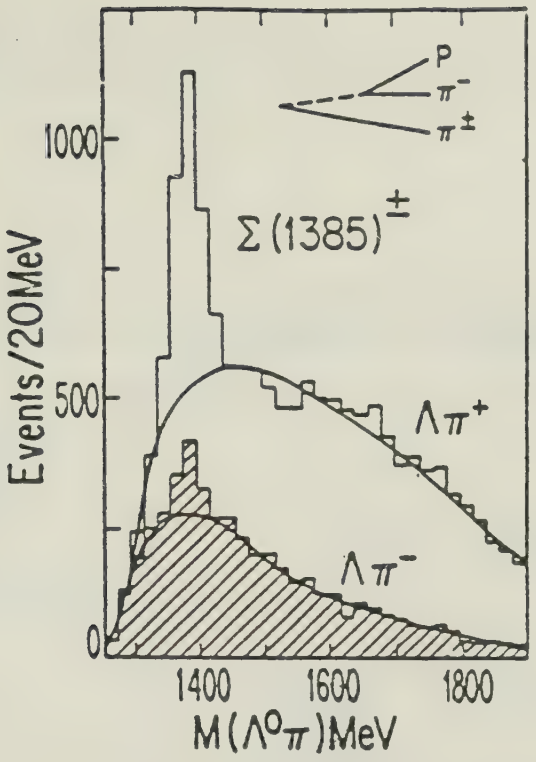

*10 3
NOMBRE D EVENEMENTS
28
24
20
16
12
8
4
0
0
4
8
12
16
20
24
28
32
IMPULSION (GEV/C)

Figure I.1

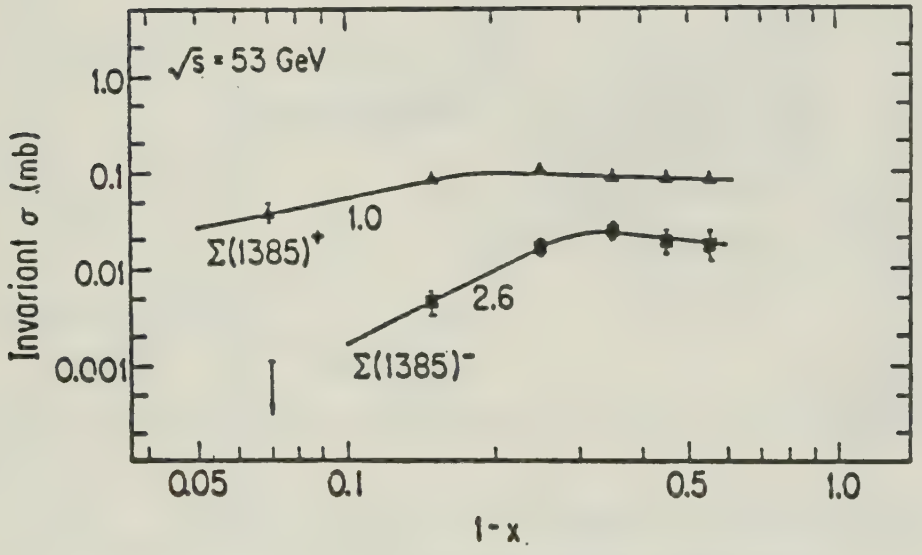


Dépendances en X_F des sections efficaces différentielles (intégrées sur P_T) dans les réactions inclusives $pp \rightarrow (\pi\pi) + X$.

Figure I.2



Spectre de masse invariante des états $\Lambda\pi^+$ et $\Lambda\pi^-$

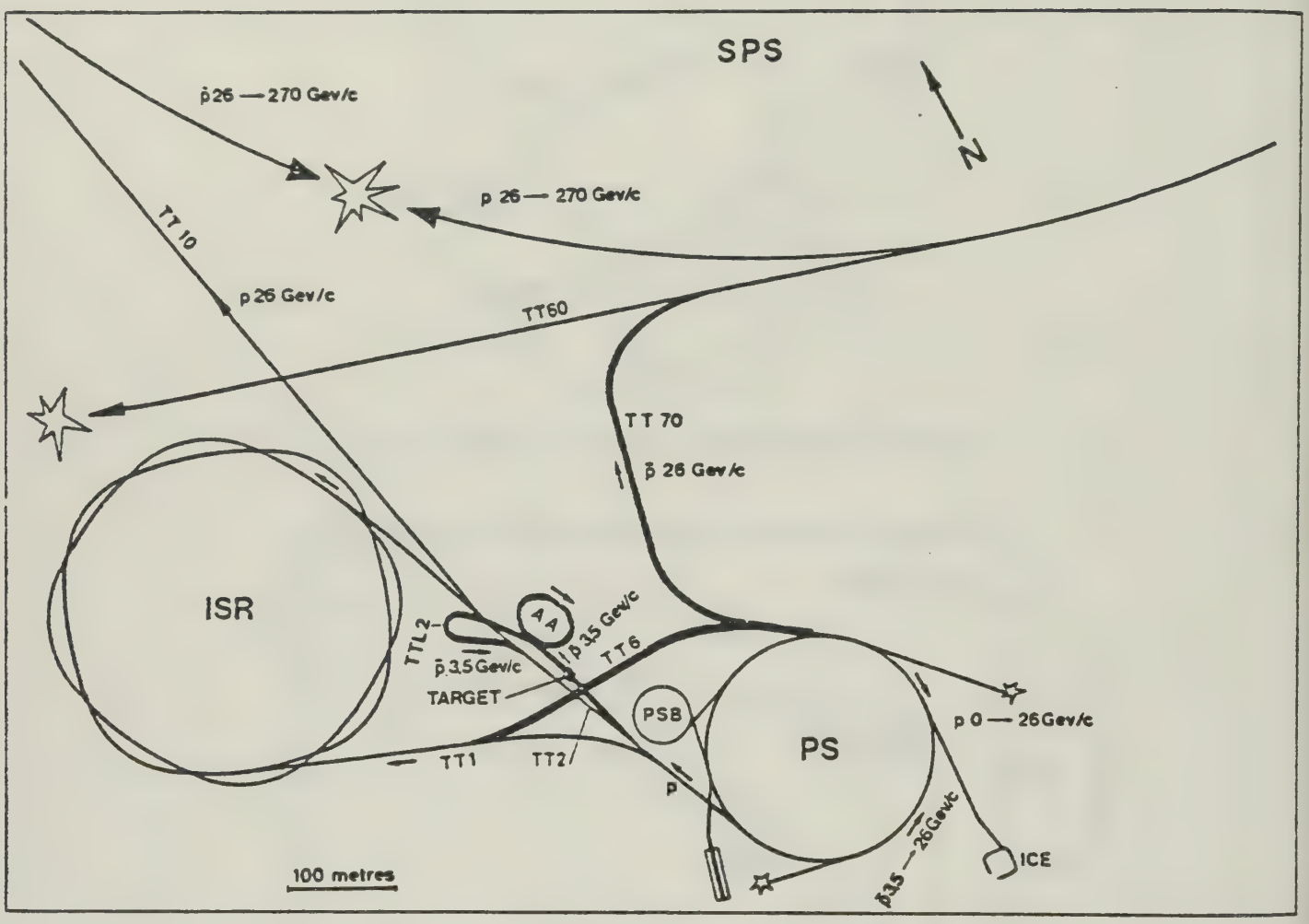


Sections efficaces $E\,d^3\sigma/dp^3$ intégrées sur P_T^2, en fonction de $1-X_F$ pour les résonances Σ^+ et Σ^-.

Etat	Mode de désintégration observé	X_F	Acceptance	Bσ
$\Sigma^+(1385)$	$\Lambda^\circ\ \pi^+$	$X_F > 0.4$	$\sim 1\ \%$	430 μb
$\Sigma^-(1385)$	$\Lambda^\circ\ \pi^-$	$X_F > 0.4$	$\sim 1\ \%$	$\lesssim 60$ μb

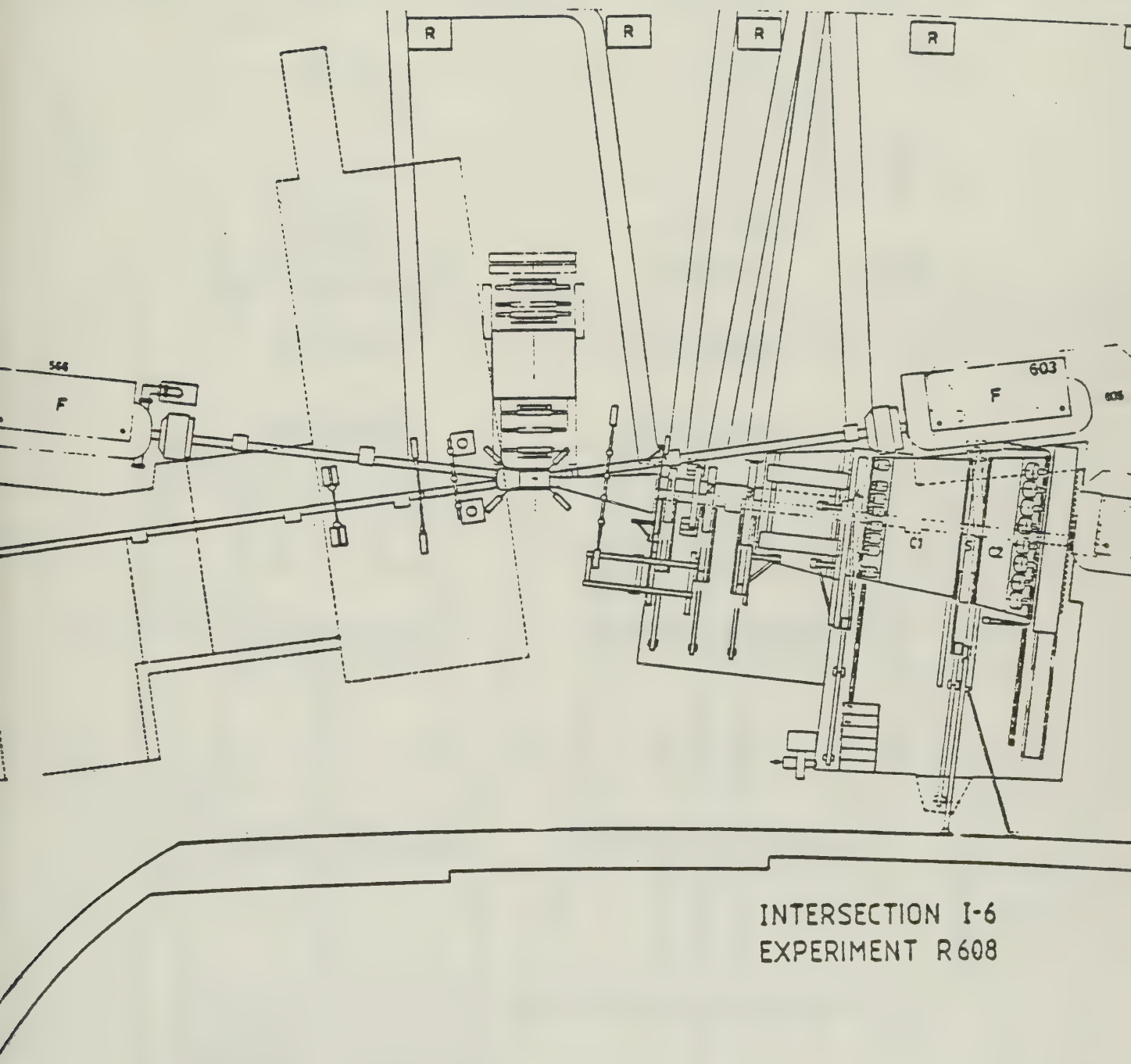
Sections efficaces de production observées

Figure I.3



Vue générale de l'installation des ISR au CERN

Figure II.1



Vue générale de l'expérience R608

Figure II.2

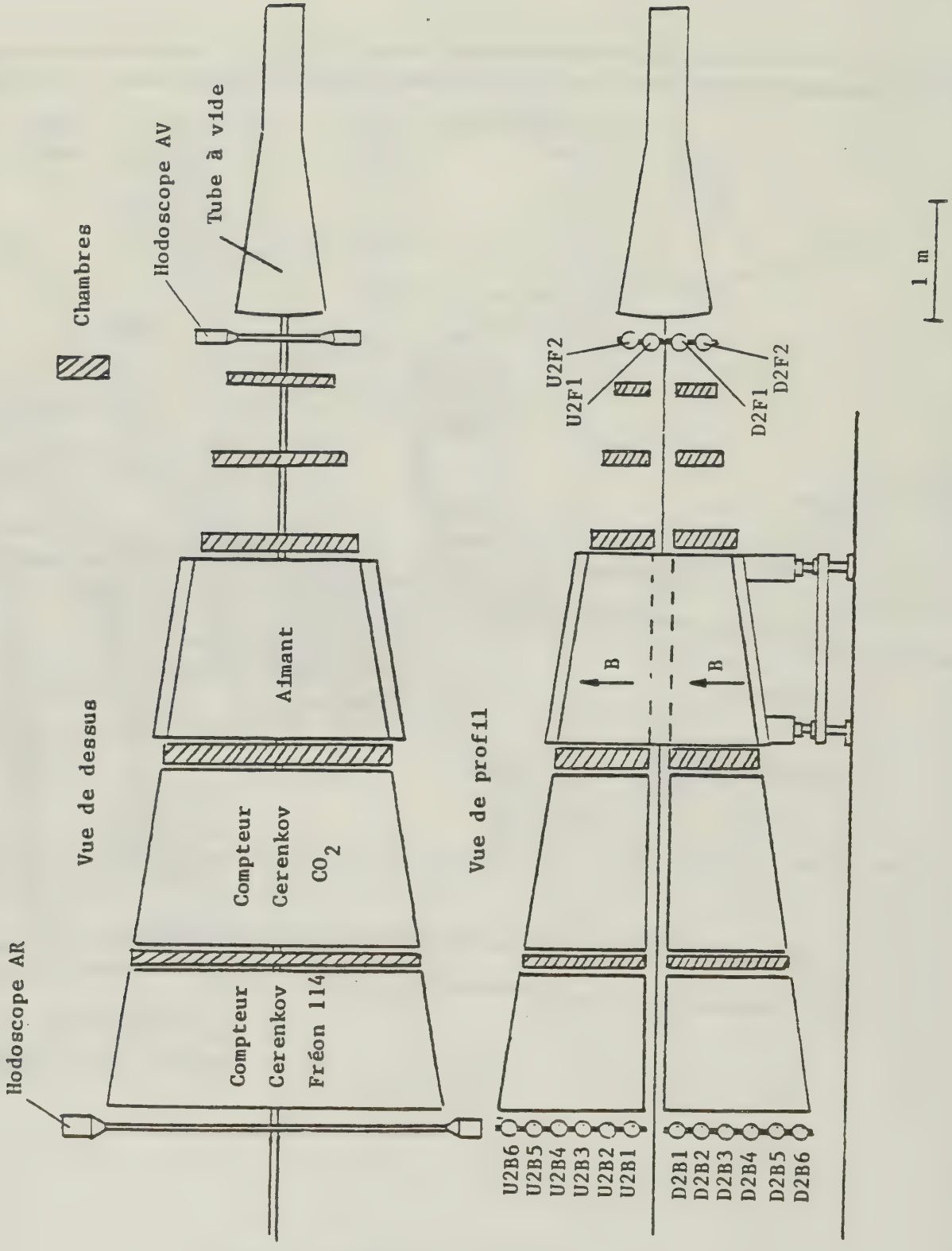


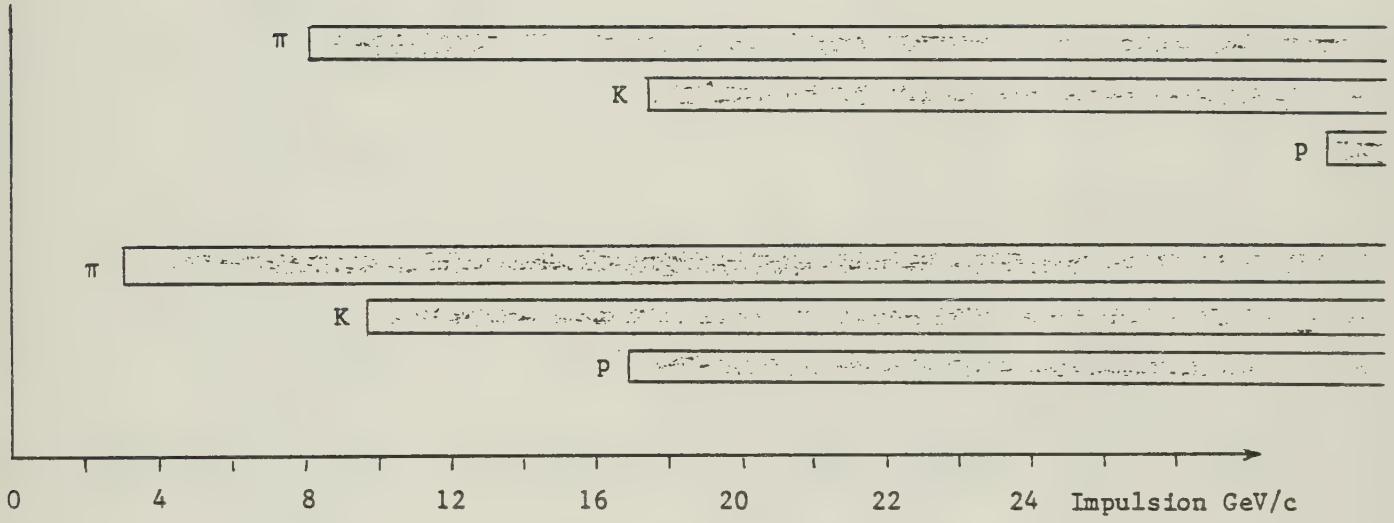
Schéma du spectromètre

Figure II.3

Zones d'efficacité des compteurs Cérenkov

Compteur	Gaz	Seuil de détection π GeV/c	Seuil de détection K GeV/c	Seuil de détection P GeV/c
C1	CO_2	4.9	17.4	33
C2	Fréon 114	2.58	9.17	17.2

(a)



(b)

Intervalle	1	2	3	4	5	6	7
Domaine d'impulsion GeV/c	0 → 2.6	2.6 → 4.9	4.9 → 9.2	9.2 → 17.2	17.2 → 17.4	17.4 → 33	33 → ∞
Réponse des détecteurs	C1/C2	C1/C2	C1/C2	C1/C2	C1/C2	C1/C2	C1/C2
pion	0 0	0 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1
kaon	0 0	0 0	0 0	0 1	1 1	1 1	1 1
proton	0 0	0 0	0 0	0 0	0 0	0 1	1 1

(c)

Figure II.4

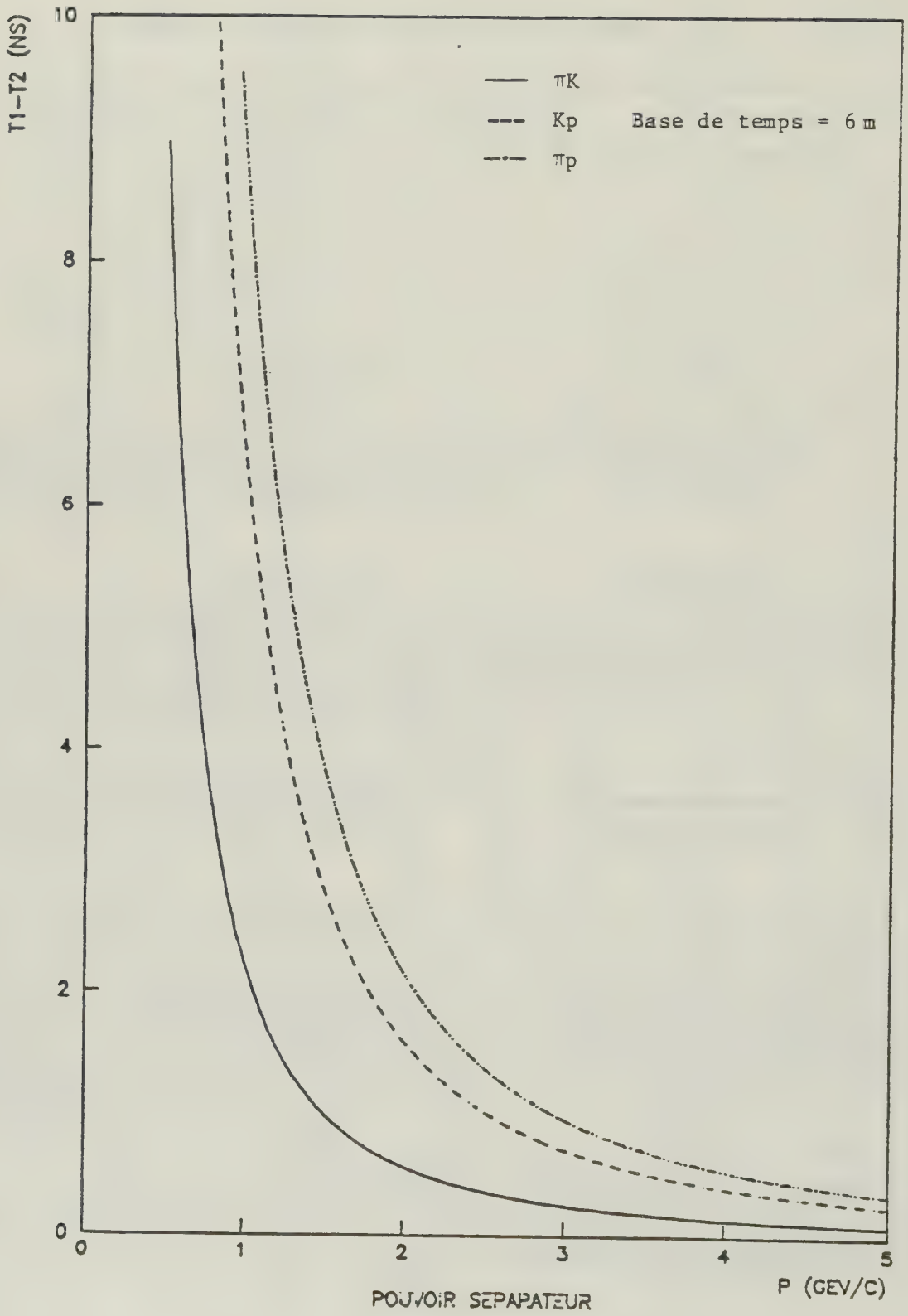

T1-T2 (NS)
10
8
6
4
2
0
πK
Kp
πp
Base de temps = 6 m
0
1
2
3
4
5
P (GEV/C)
POUVOIR SEPARATEUR

Figure III.1

Caractéristiques des scintillateurs

	Scintillateur AV KSTI 415	Scintillateur AR RÖHM GS 2003
Rendement lumineux R_L % Ne 110	85 %	70 %
Longueur d'onde du maximum de l'émission lumineuse	415 nm	$\sim$ 415 nm
Temps de décroissance	3 ns	3 ns
Temps de montée	$\sim$ 1 ns	$\sim$ 1 ns
Longueur d'atténuation	0.8 m	1.3 - 1.5 m
Composition	polystyrène	$\frac{1}{3}$ PMMA $\frac{2}{3}$ PVT
Indice de réfraction	1.032	1.16 - 1.20
$\frac{dE}{dX}$ MeV/cm	2.03	2.03
Longueur (mm)	700.	2700.
Largeur (mm)	150.	200.
Epaisseur (mm)	3.	20.
Distance à l'intersection (cm)	222.	886.

Figure III.2

Caractéristiques des photomultiplicateurs

XP 2232	
Diamètre efficace de la photocathode	44 mm
Type de la photocathode	bi alcaline Sb K C_s
Maximum de la sensibilité spectrale	400 ± 30 nm
Gain *	3.10^7
Temps de montée **	2.0 ns
Durée du signal ***	3.2 ns
Temps de transit interne du signal	30 ns
Différence de temps de transit entre le centre de la photocathode et un point situé à 18 mm du centre.	∿ 0.7 ns

* Montage diviseur de tension B Vb = 2400 v (8)

** Temps séparant les points correspondant à 10 % et 90 % du maximum

*** Largeur à mi-hauteur du signal

Figure III.3

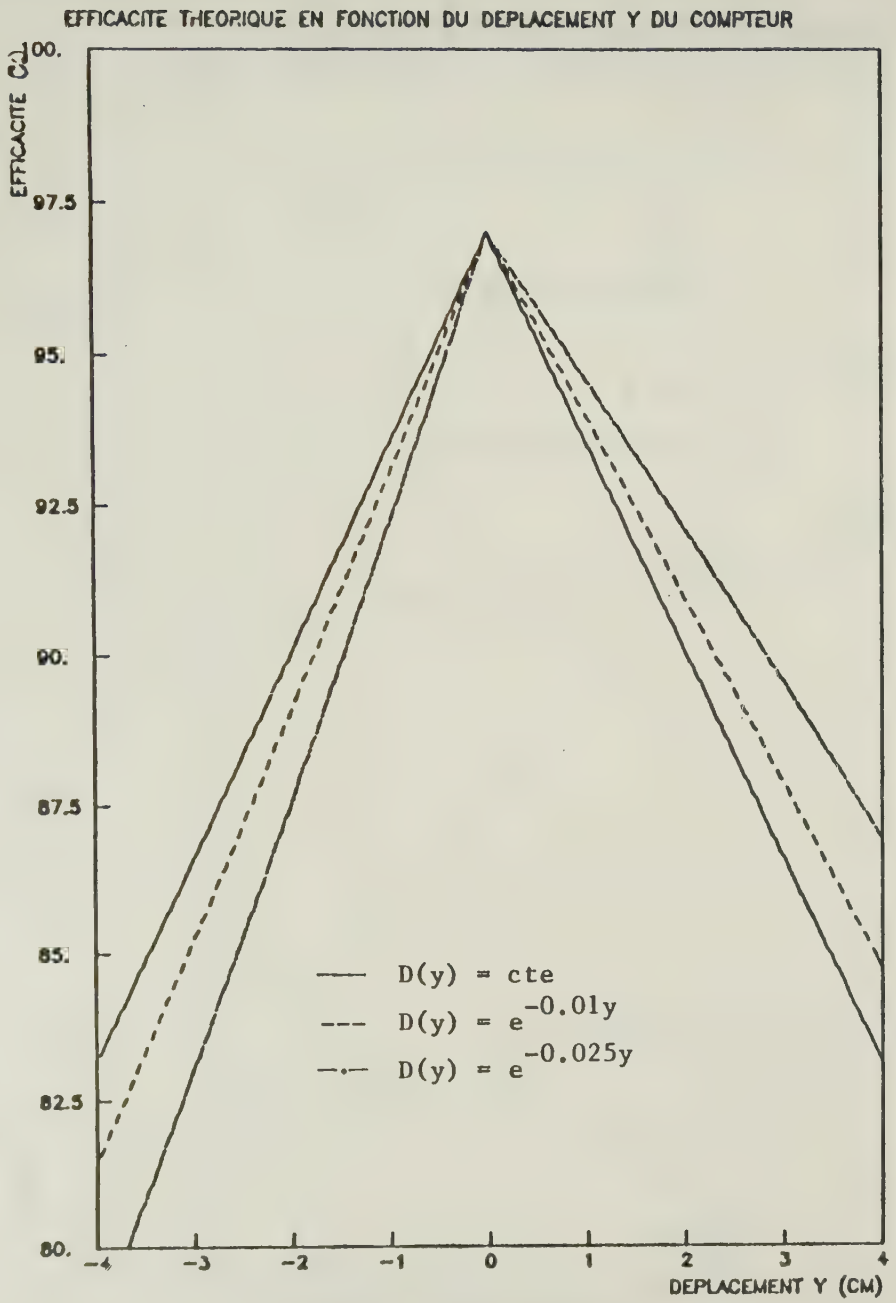


Figure III.4a

Figure III.4b

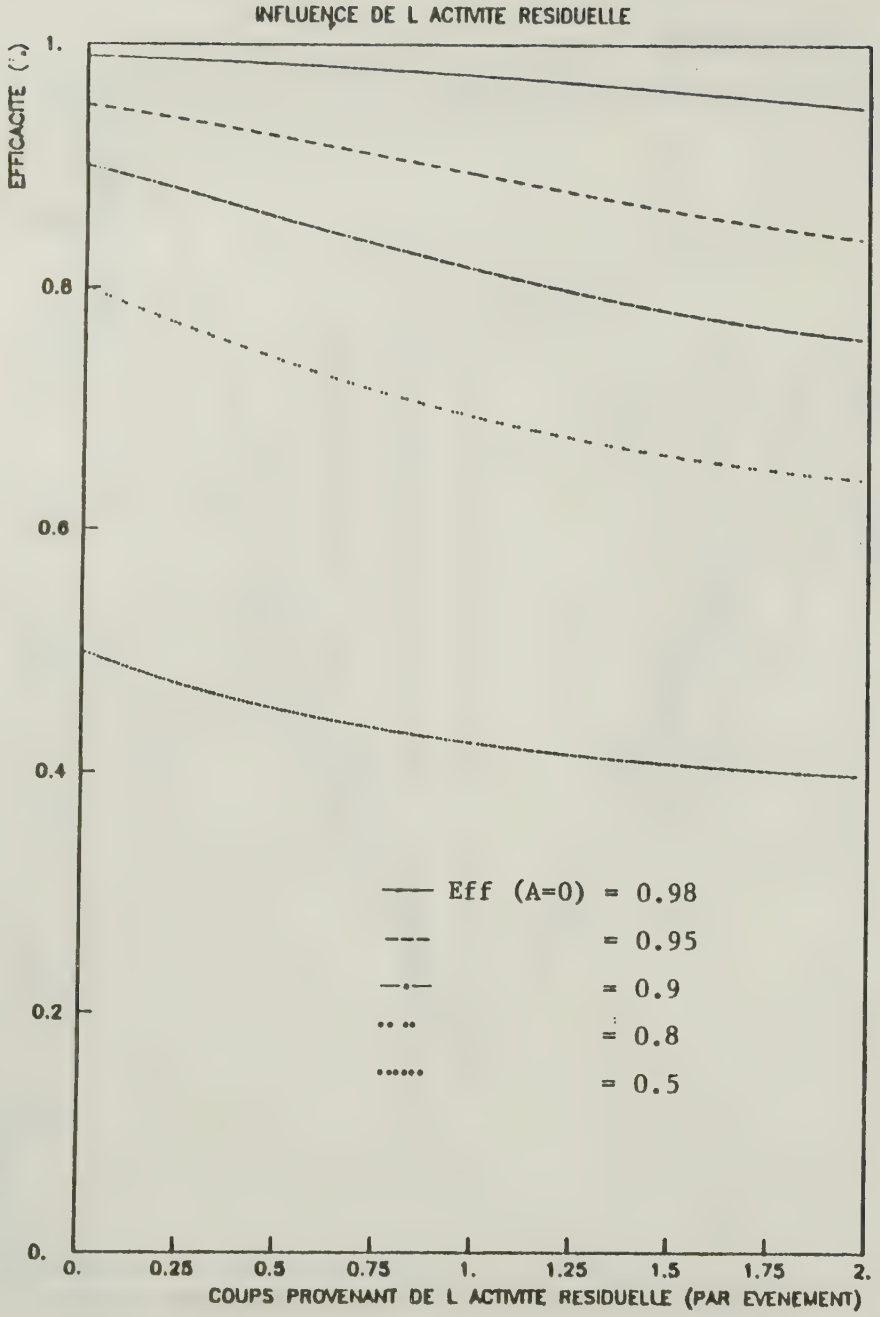


Figure III.5a

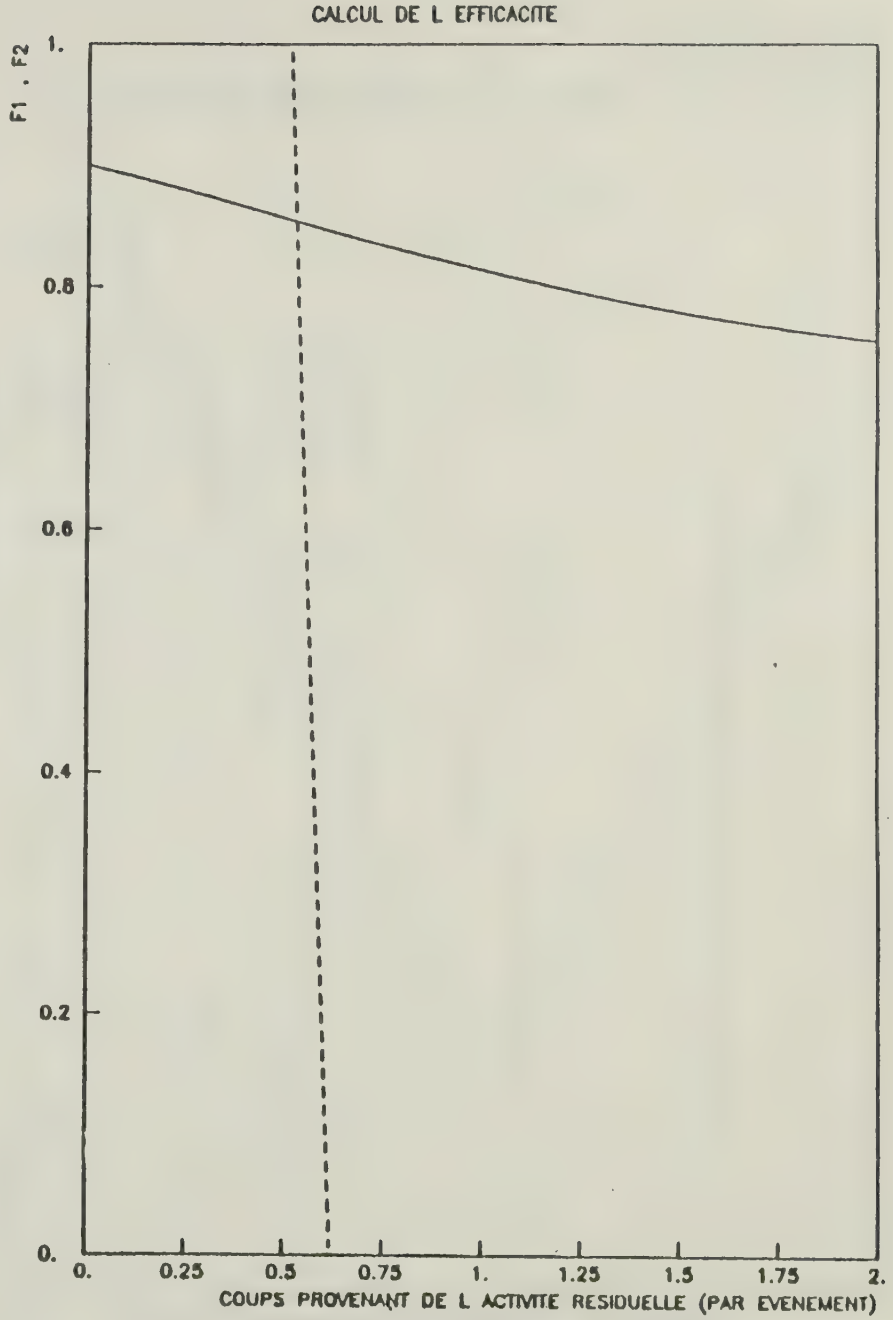


Figure III.5b

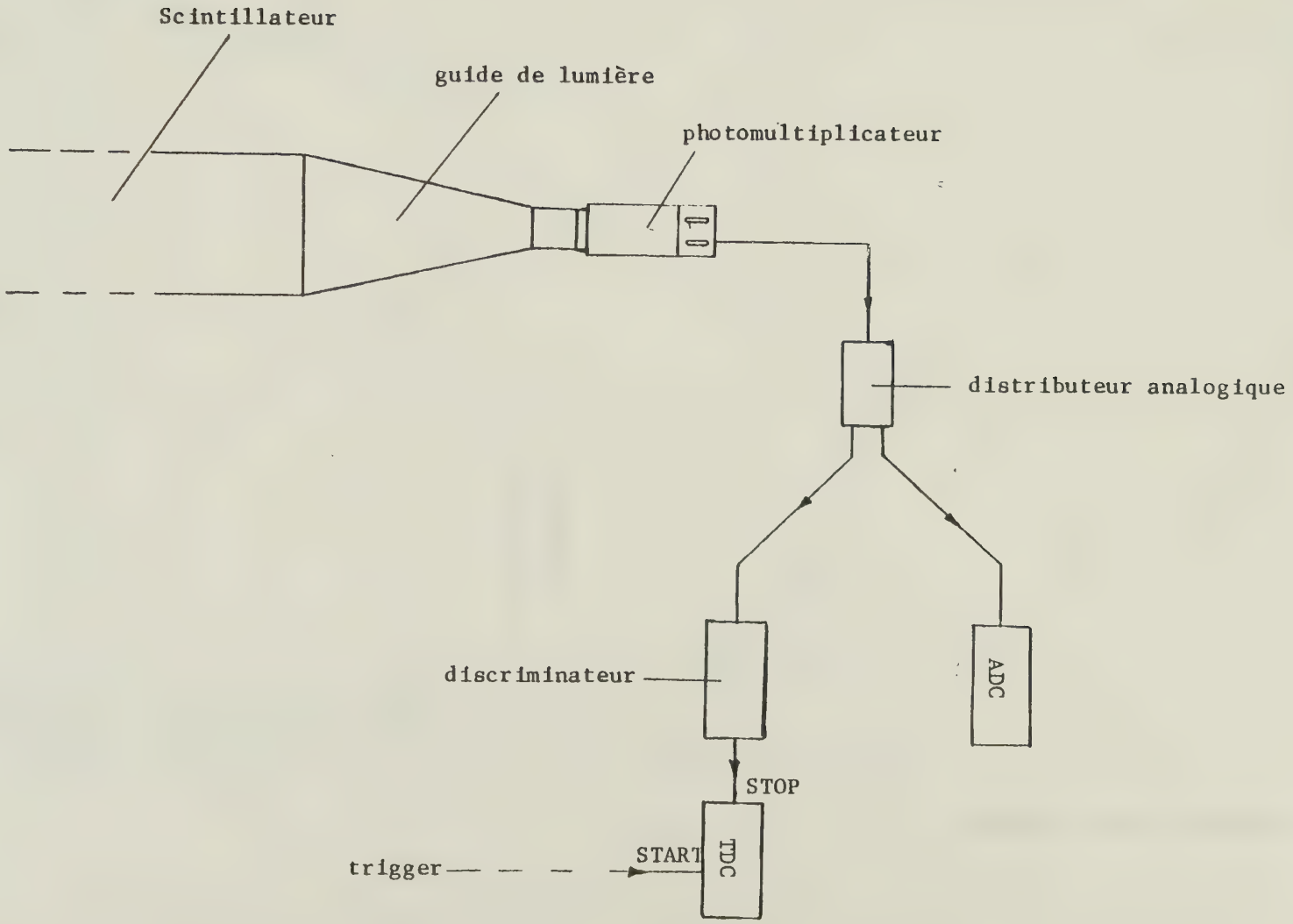

Scintillateur
guide de lumière
photomultiplicateur
distributeur analogique
discriminateur
ADC
STOP
trigger
START
TDC

Figure IV.1

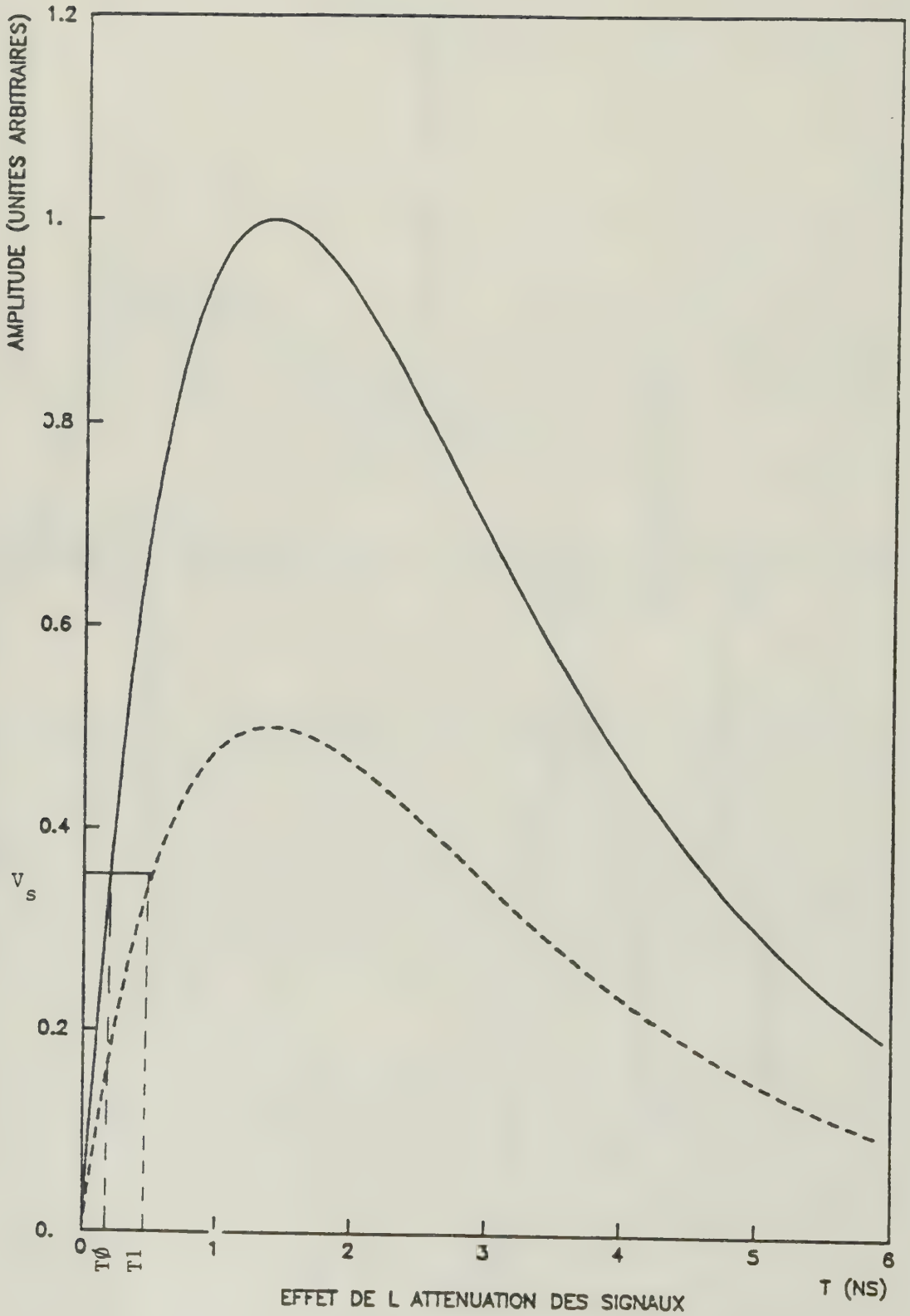
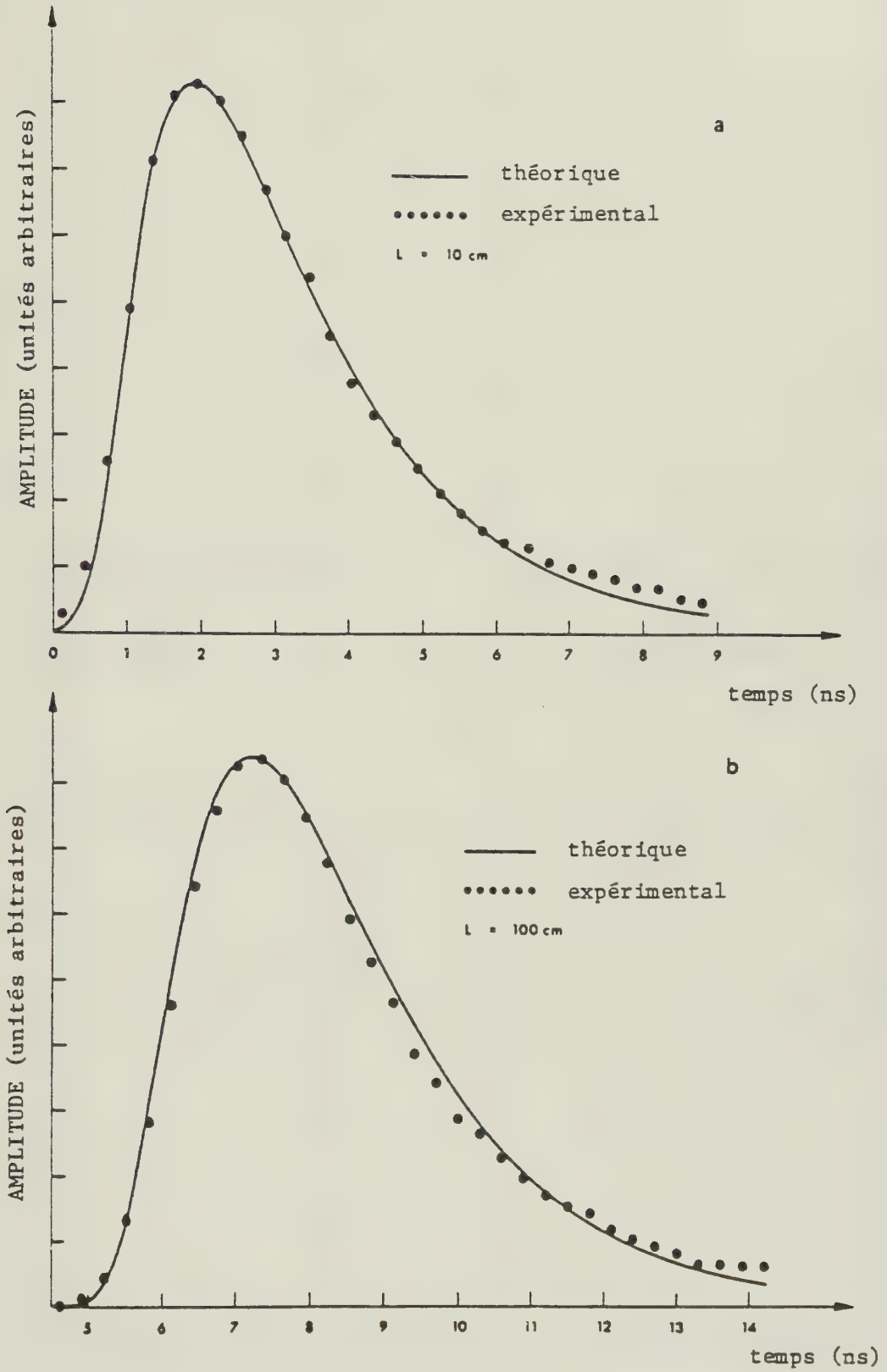

AMPLITUDE (UNITES ARBITRAIRES)
1.2
1.
0.8
0.6
0.4
0.2
0.
V_s
0
1
2
3
4
5
6
Tφ
T1
T (NS)
EFFET DE L ATTENUATION DES SIGNAUX

Figure IV.2



Comparaison entre les signaux lumineux théoriques (ligne continue) et expérimentaux (points) à l'entrée du photomultiplicateur pour une distance au point d'impact de (a) : 10 cm et (b) : 100 cm.

Figure IV.3

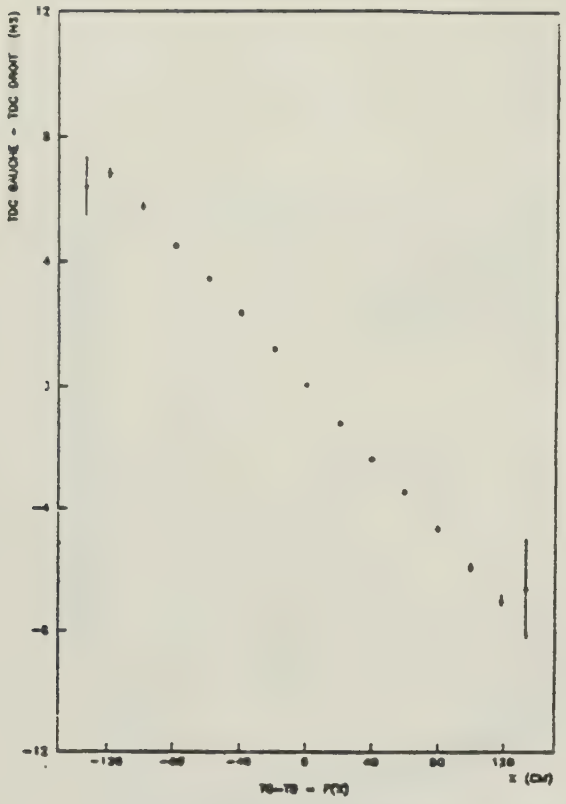


Figure IV.4a

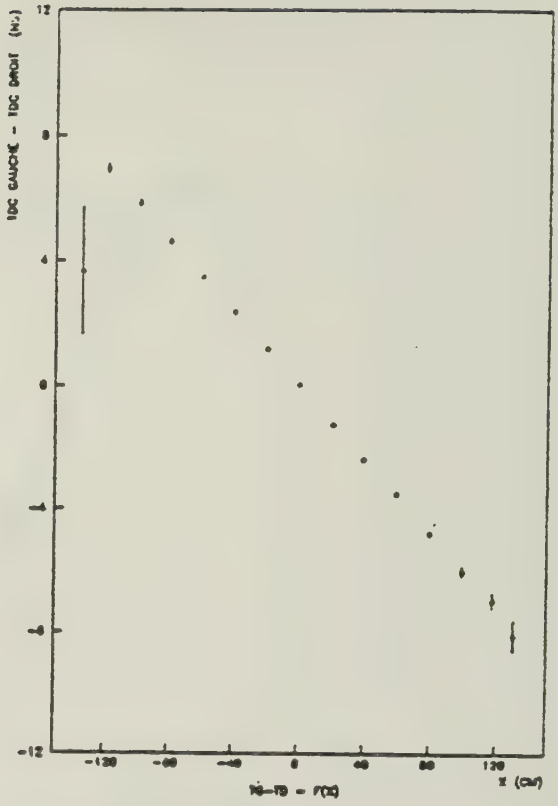


Figure IV.4b

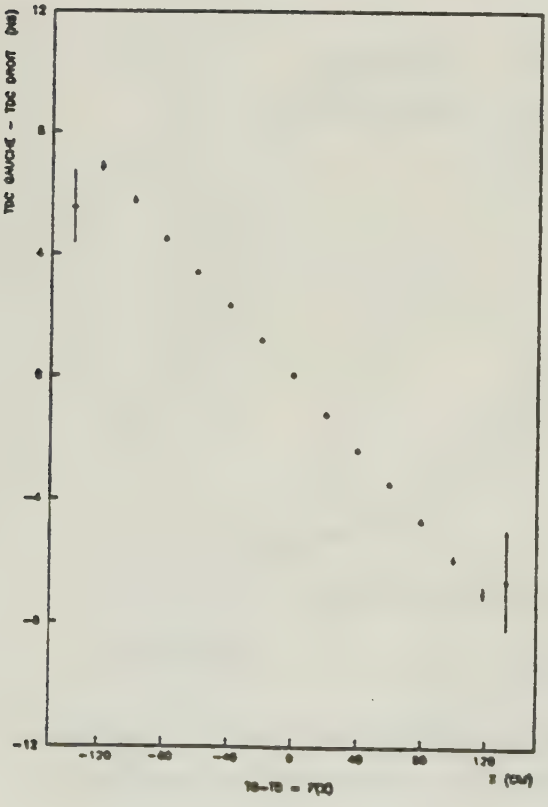


Figure IV.4c

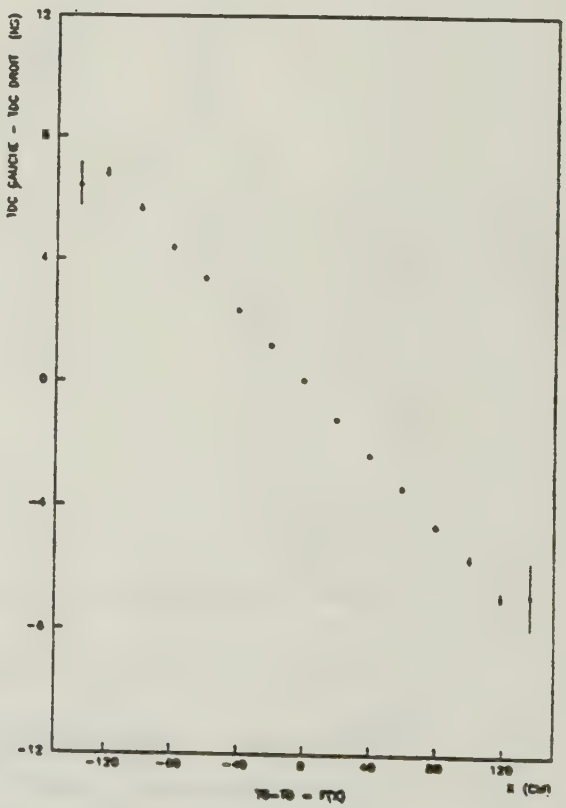


Figure IV.4d

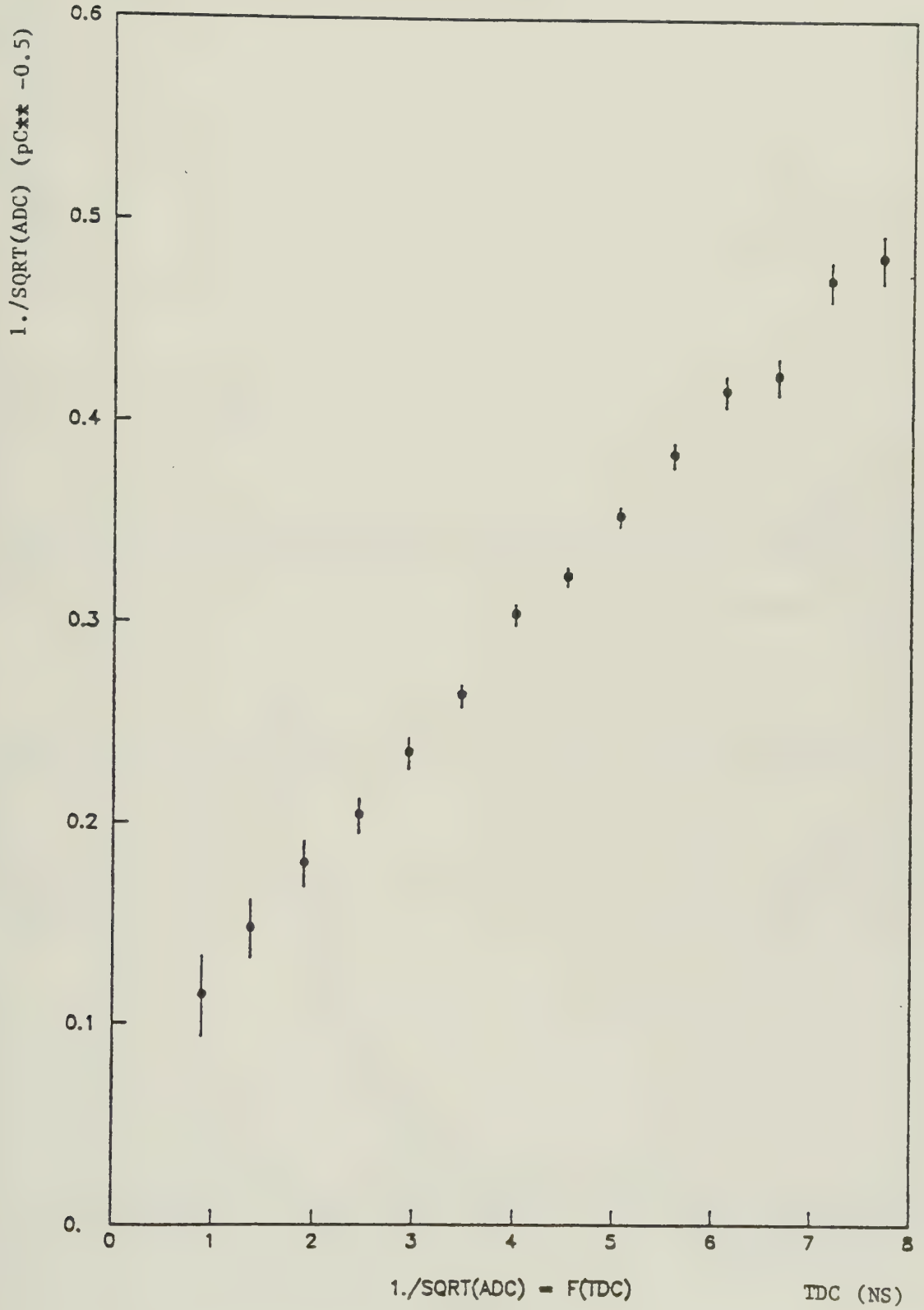

0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.
1./SQRT(ADC) (pC** -0.5)
0
1
2
3
4
5
6
7
8
1./SQRT(ADC) = F(TDC)
TDC (NS)

Figure IV.5

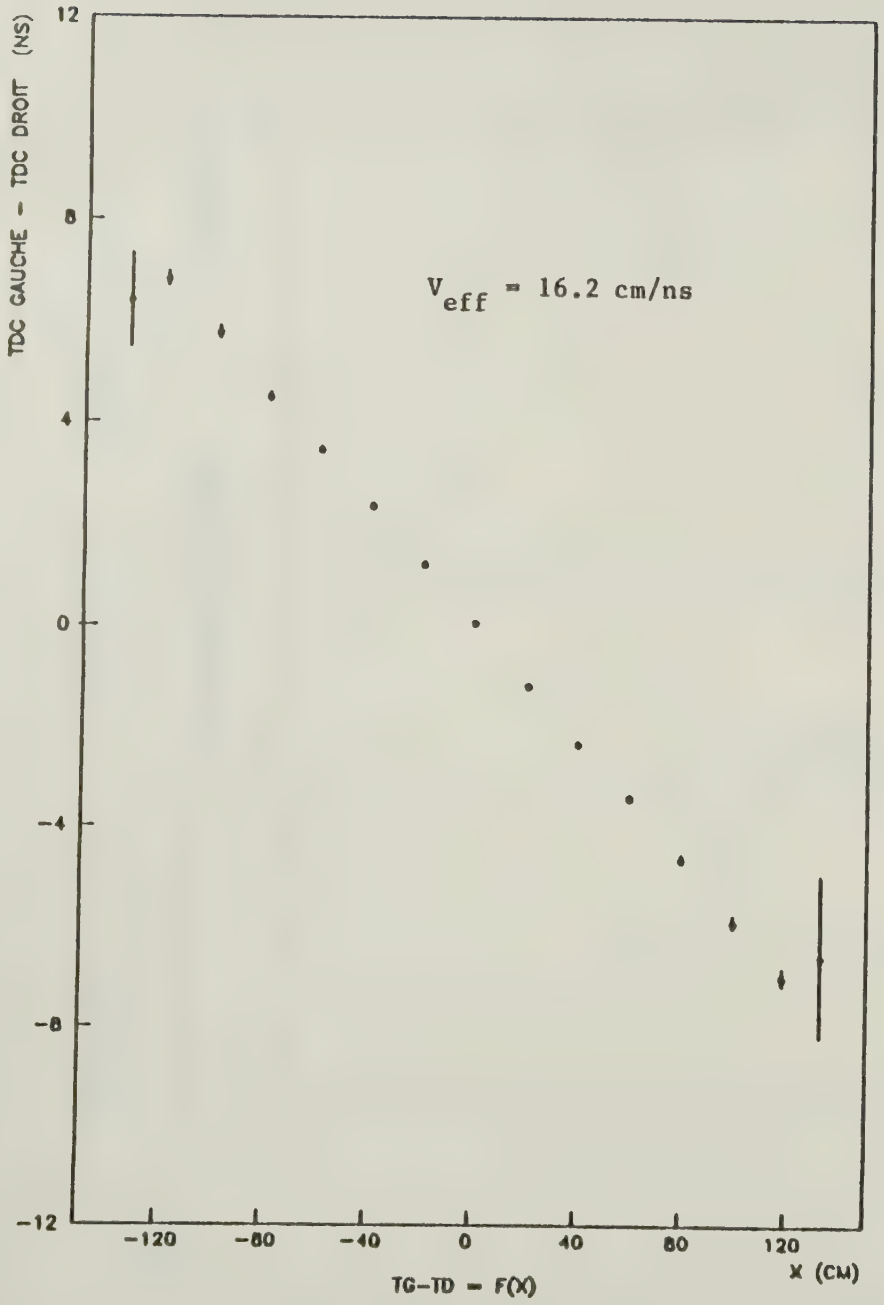


Figure IV.6a

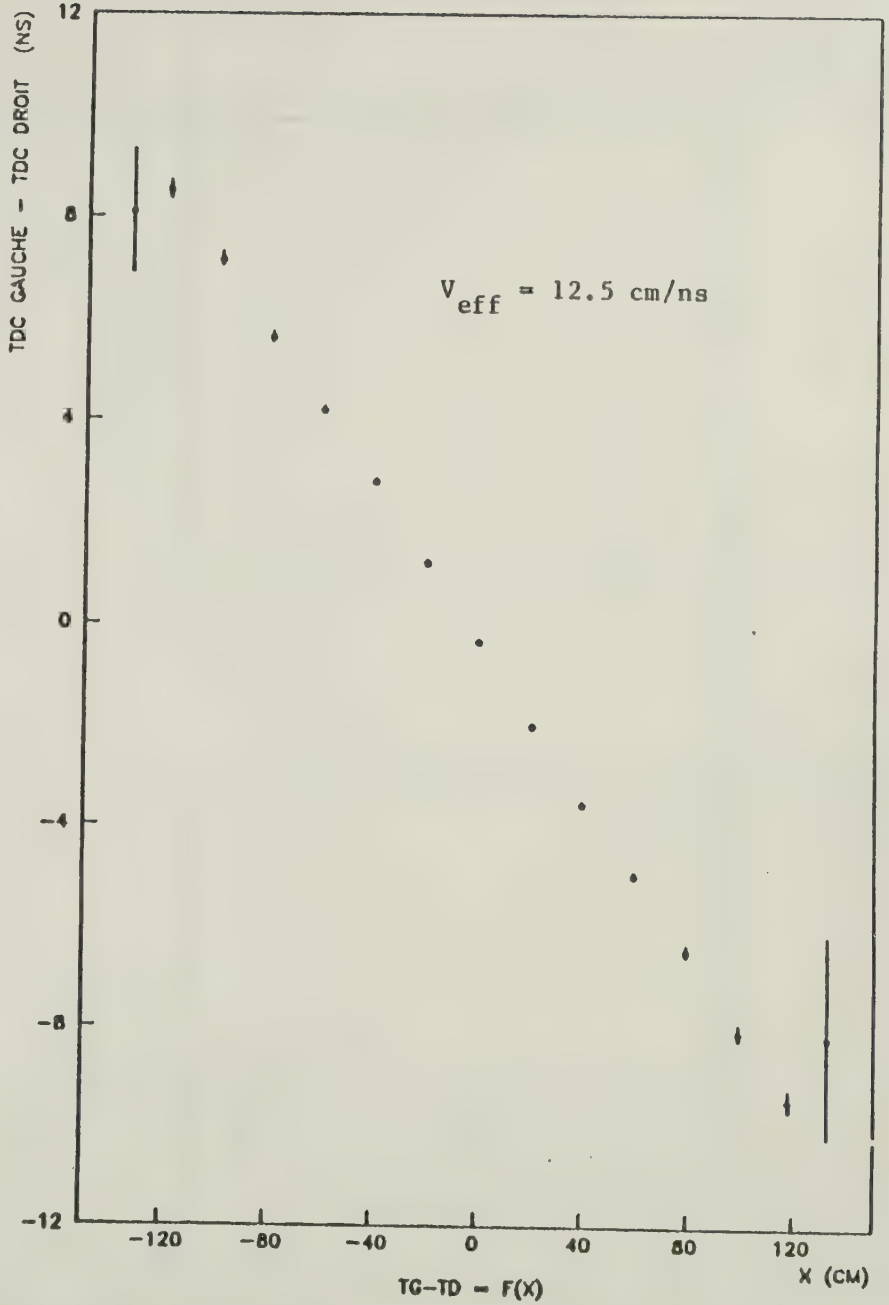


Figure IV.6b

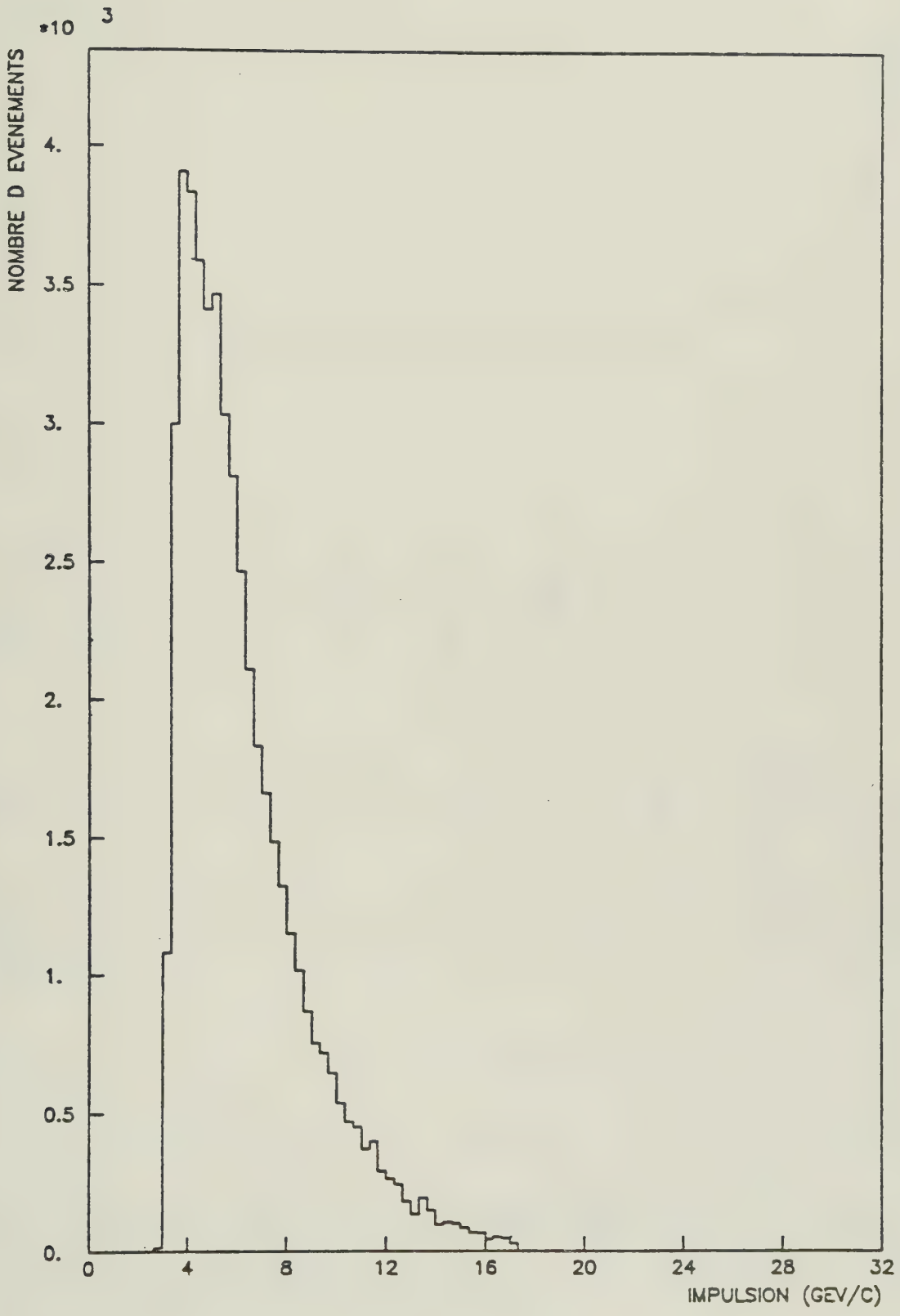

*10 3
NOMBRE D EVENEMENTS
4.
3.5
3.
2.5
2.
1.5
1.
0.5
0.
0
4
8
12
16
20
24
28
32
IMPULSION (GEV/C)

Figure V.1

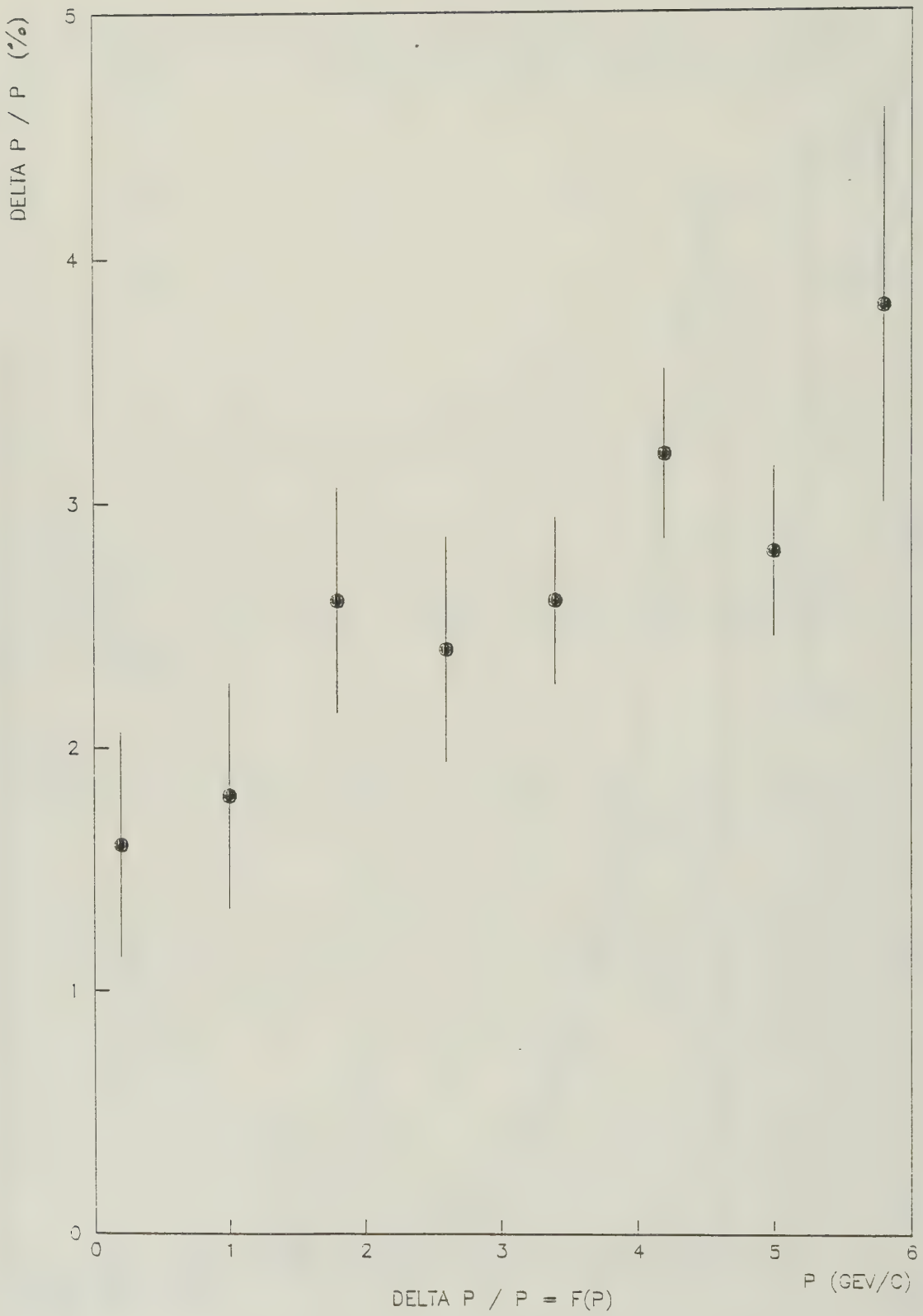


Figure V.2

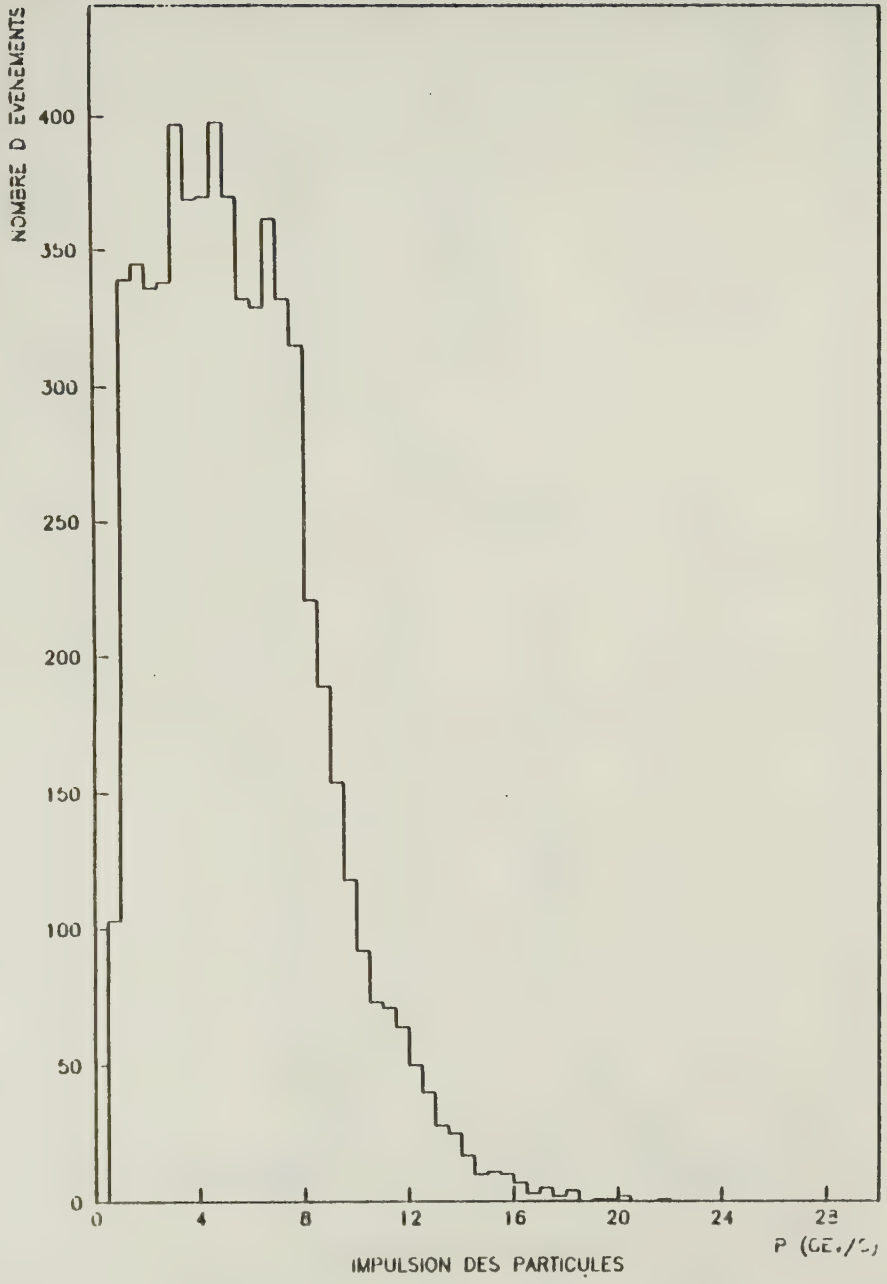


Figure V.3a

Figure V.3b

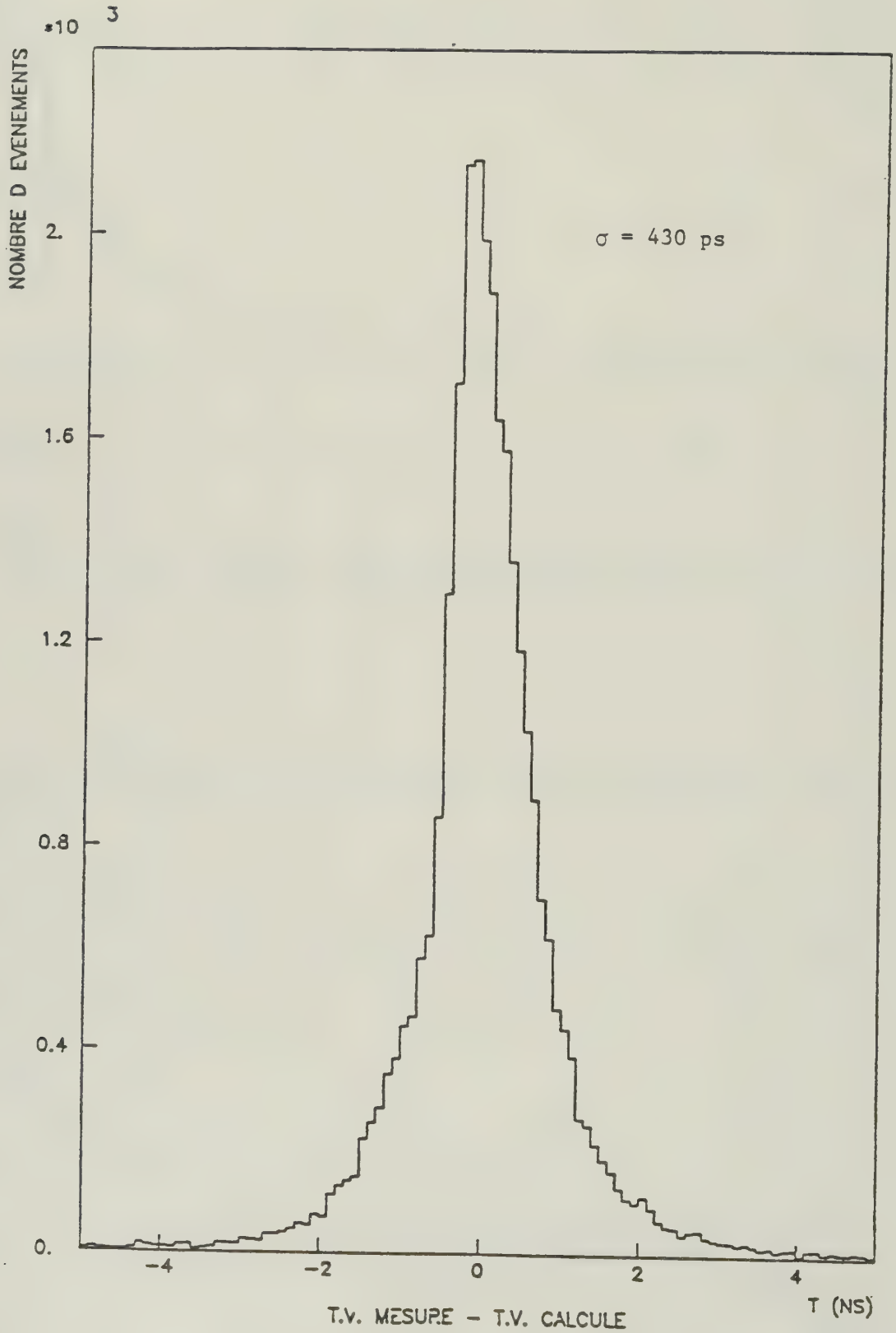

*10 3
NOMBRE D EVENEMENTS
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
σ = 430 ps
-4
-2
0
2
4
T.V. MESURE - T.V. CALCULE
T (NS)

Figure V.4

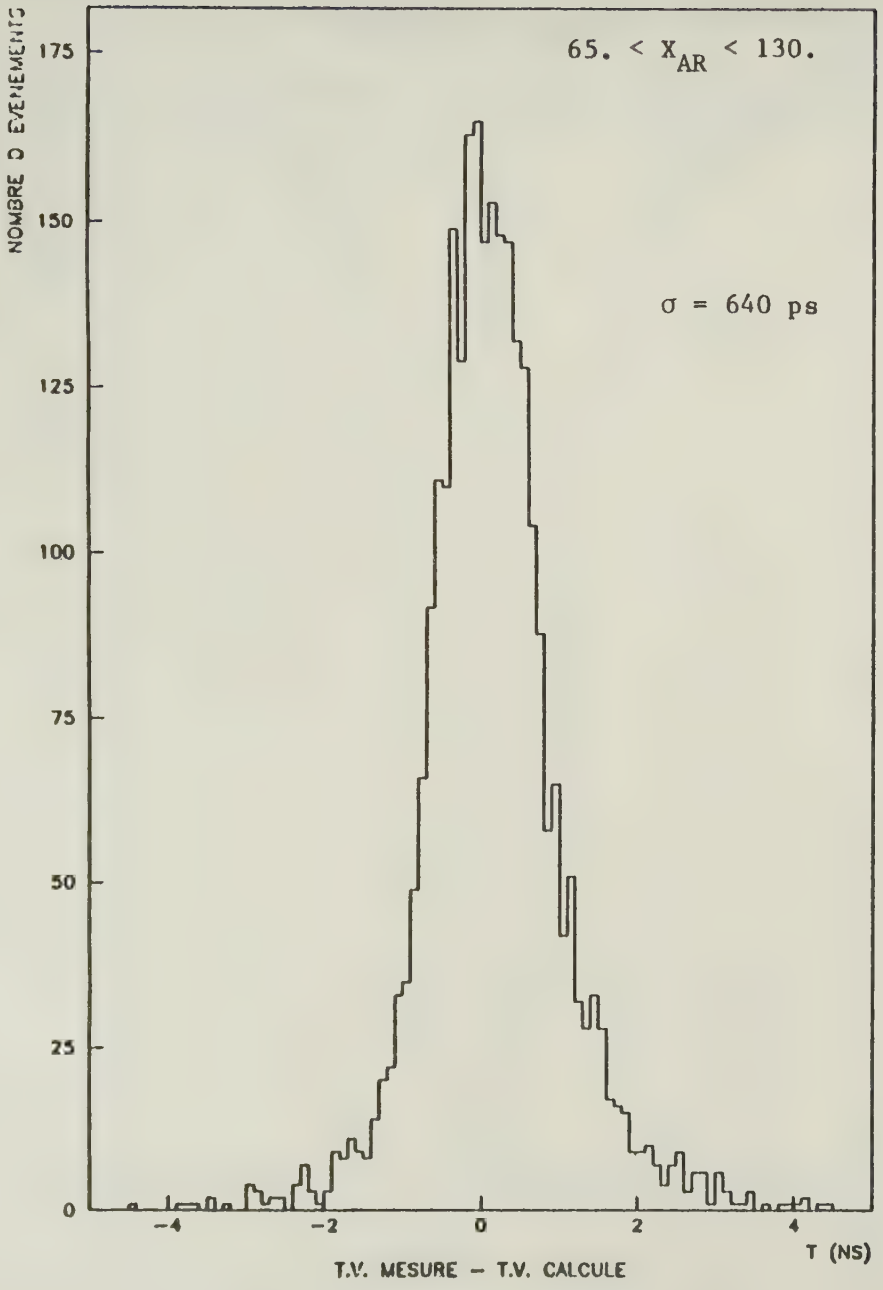


Figure V.5a

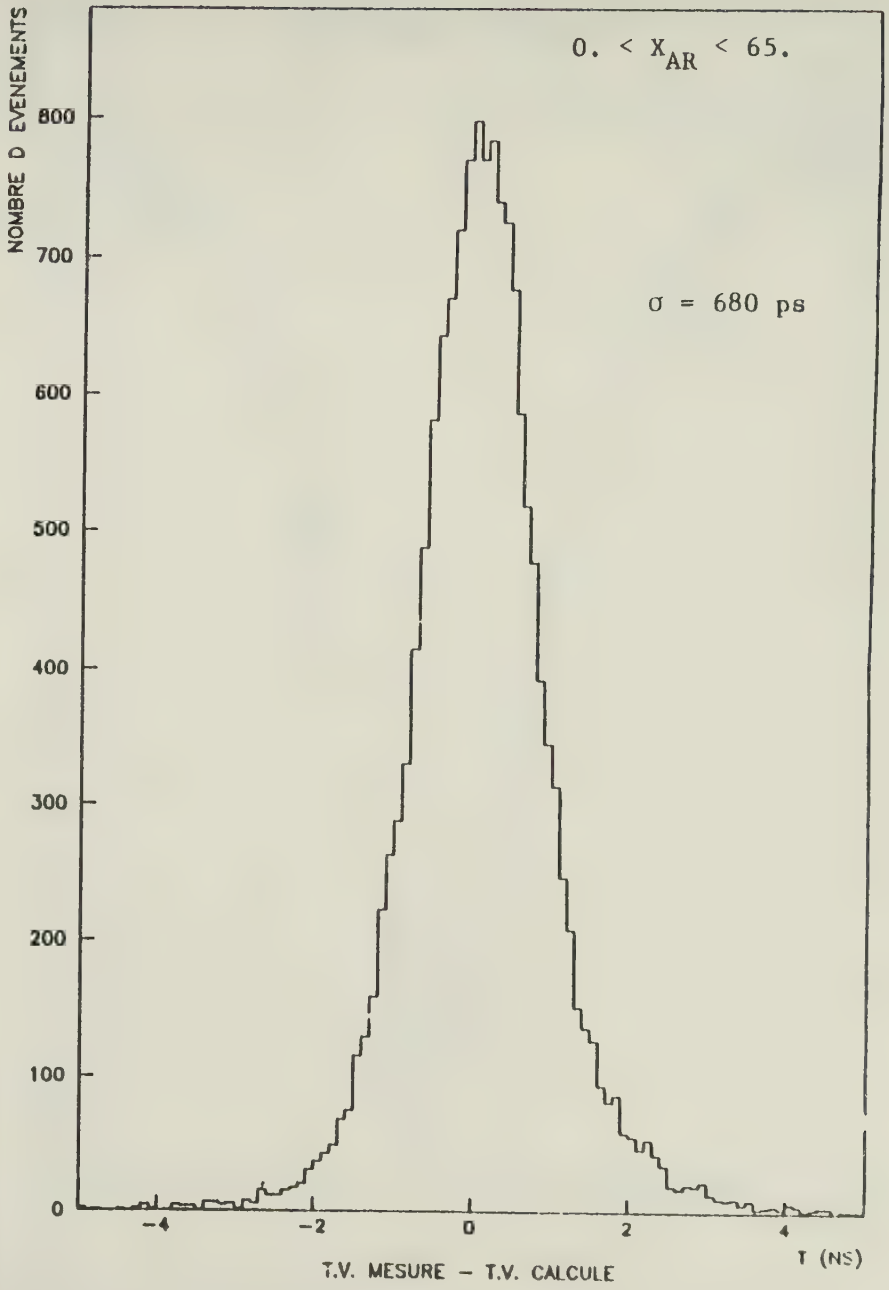


Figure V.5b

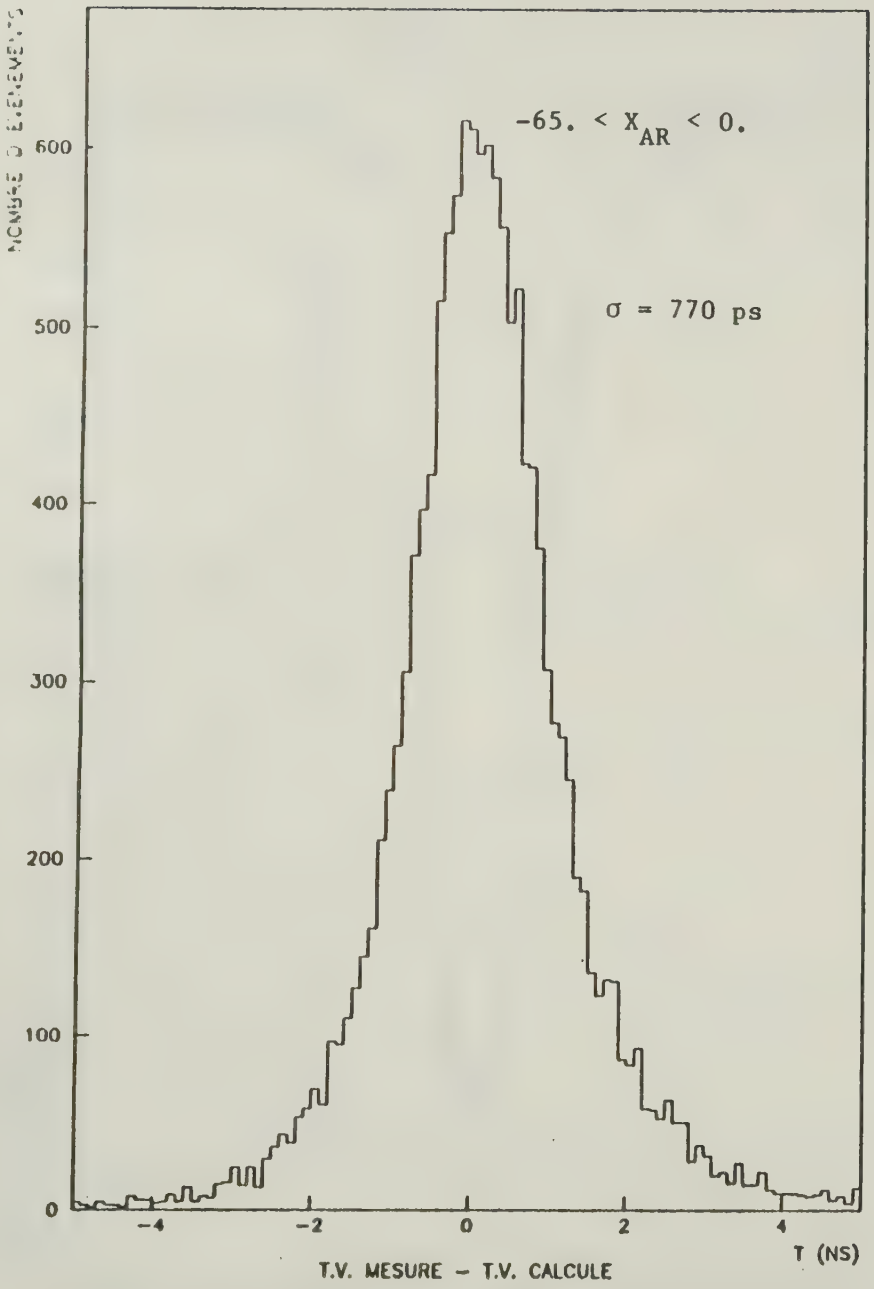


Figure V.6a

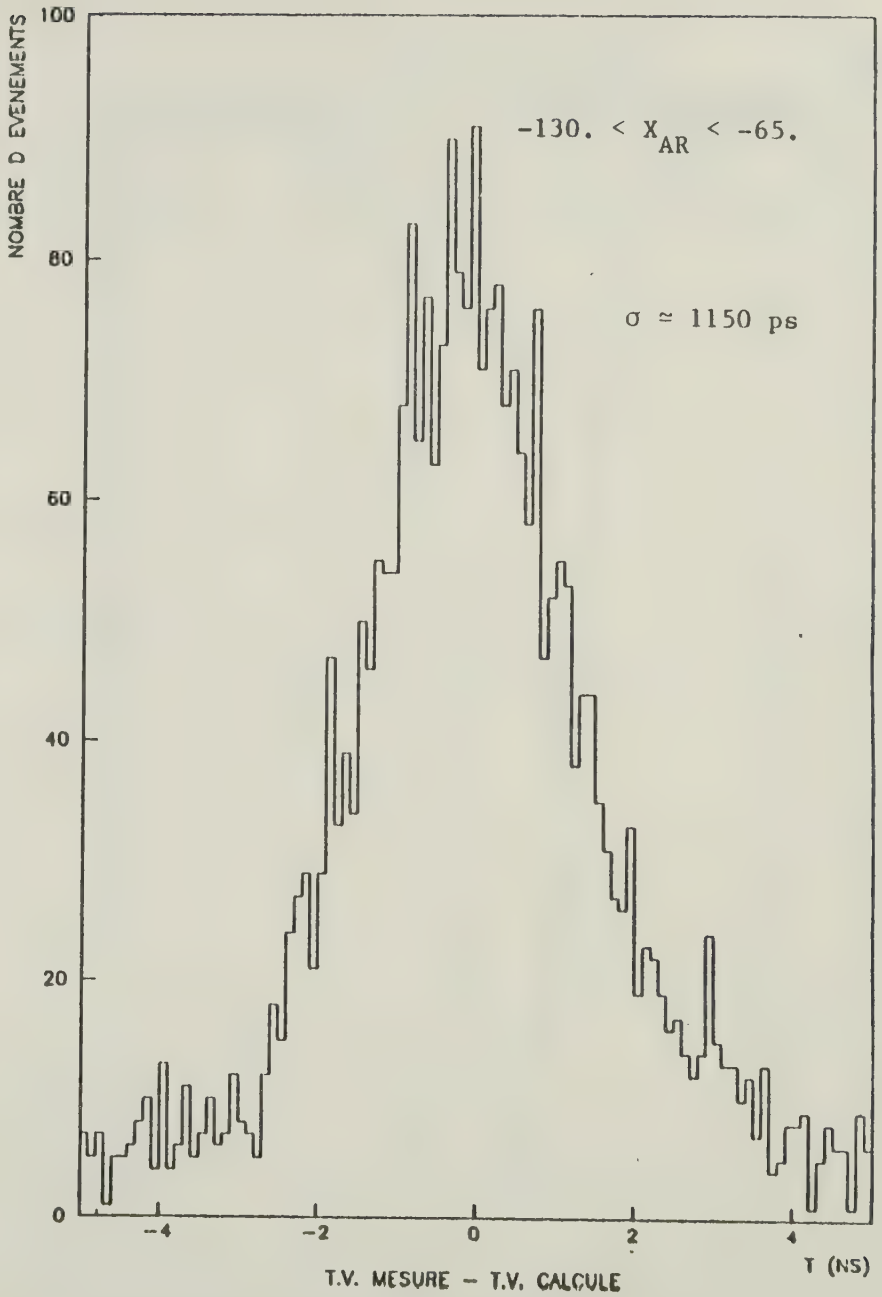


Figure V.6b

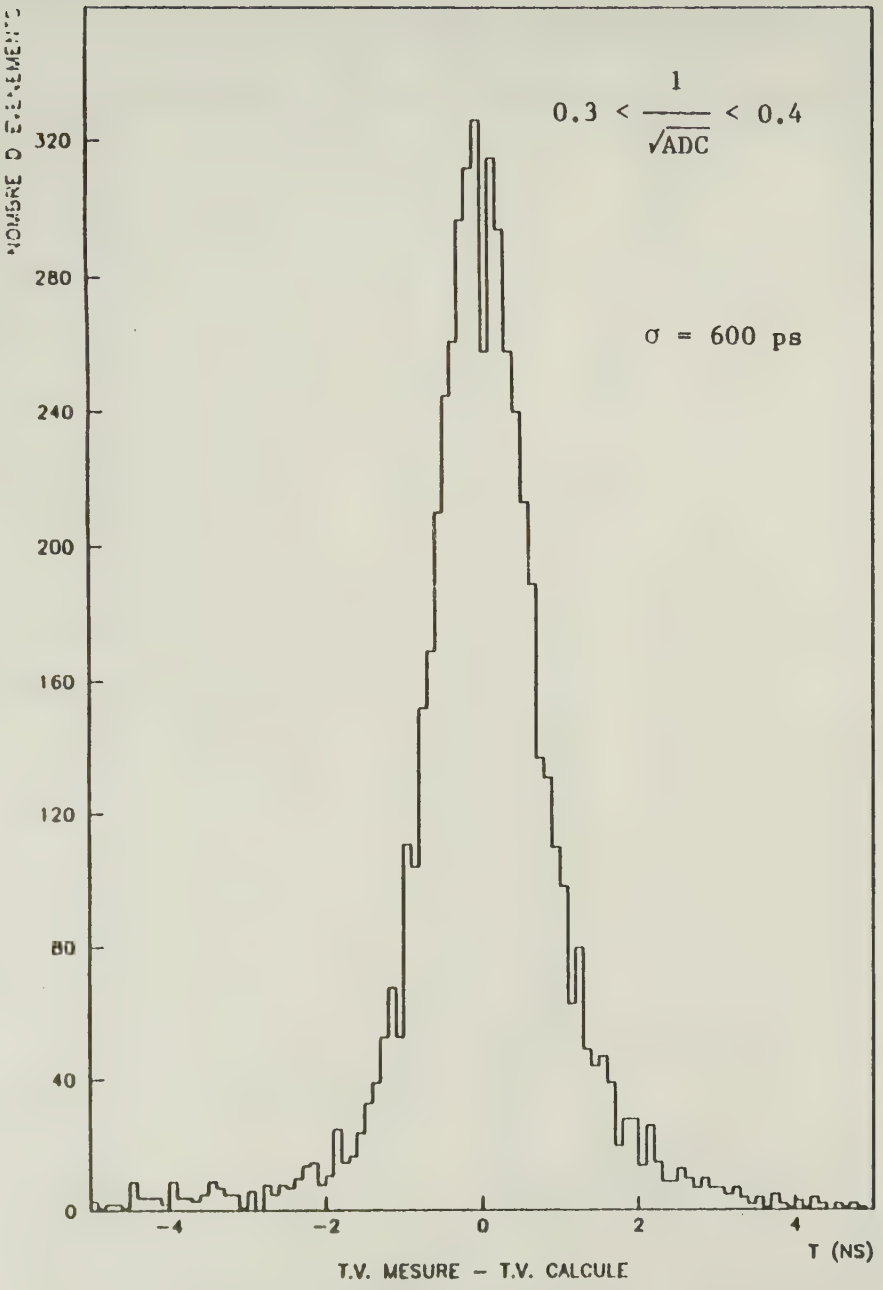


Figure V.7a

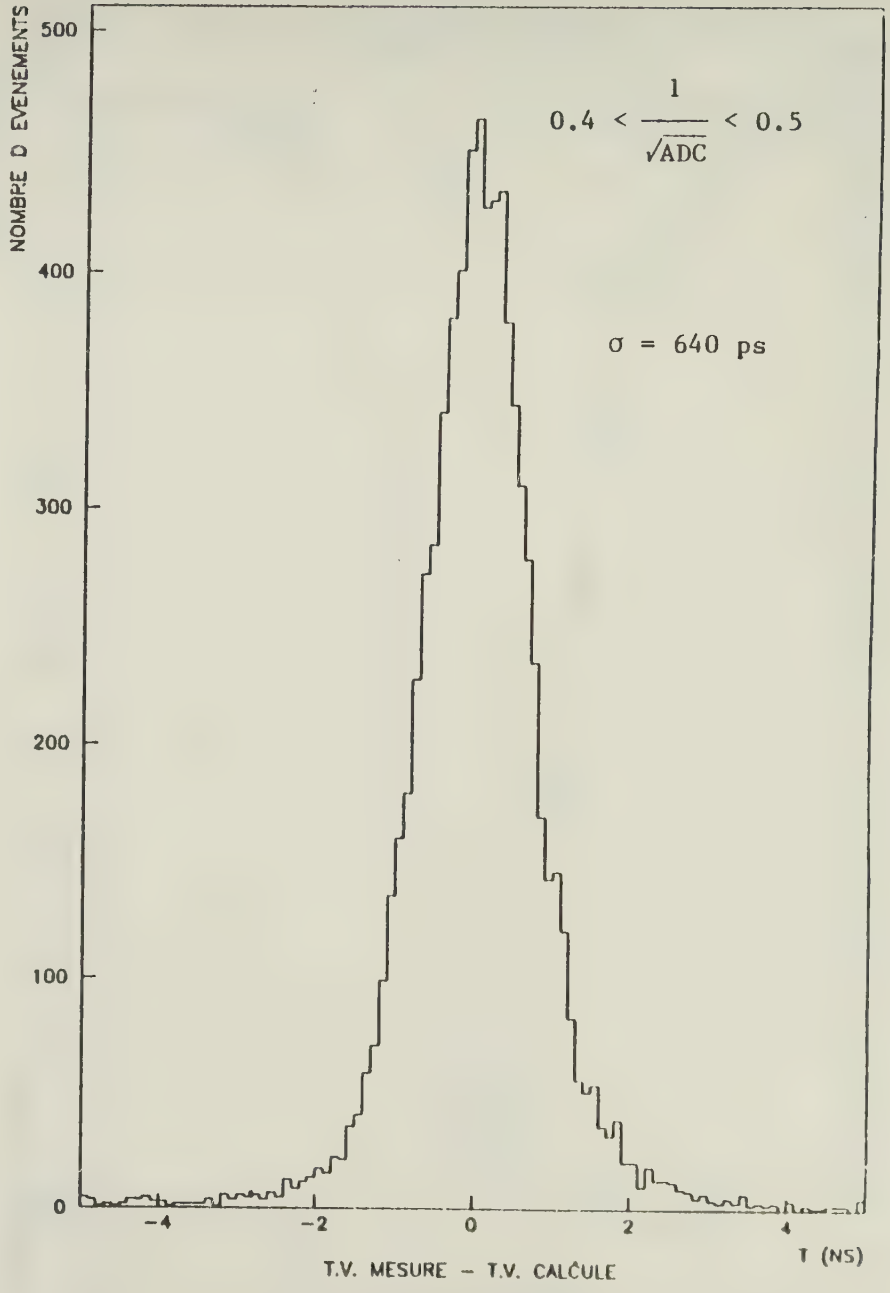


Figure V.7b

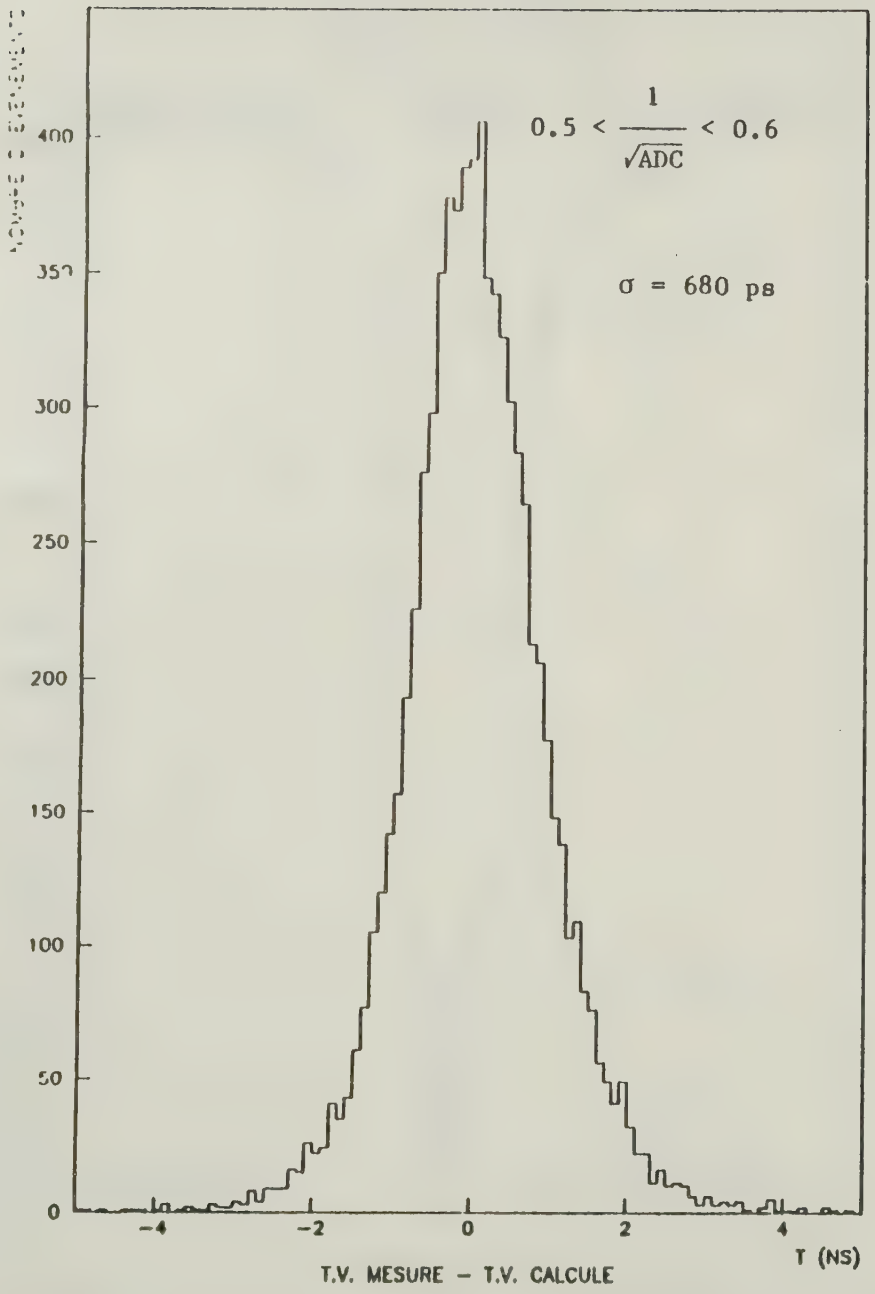


Figure V.8a

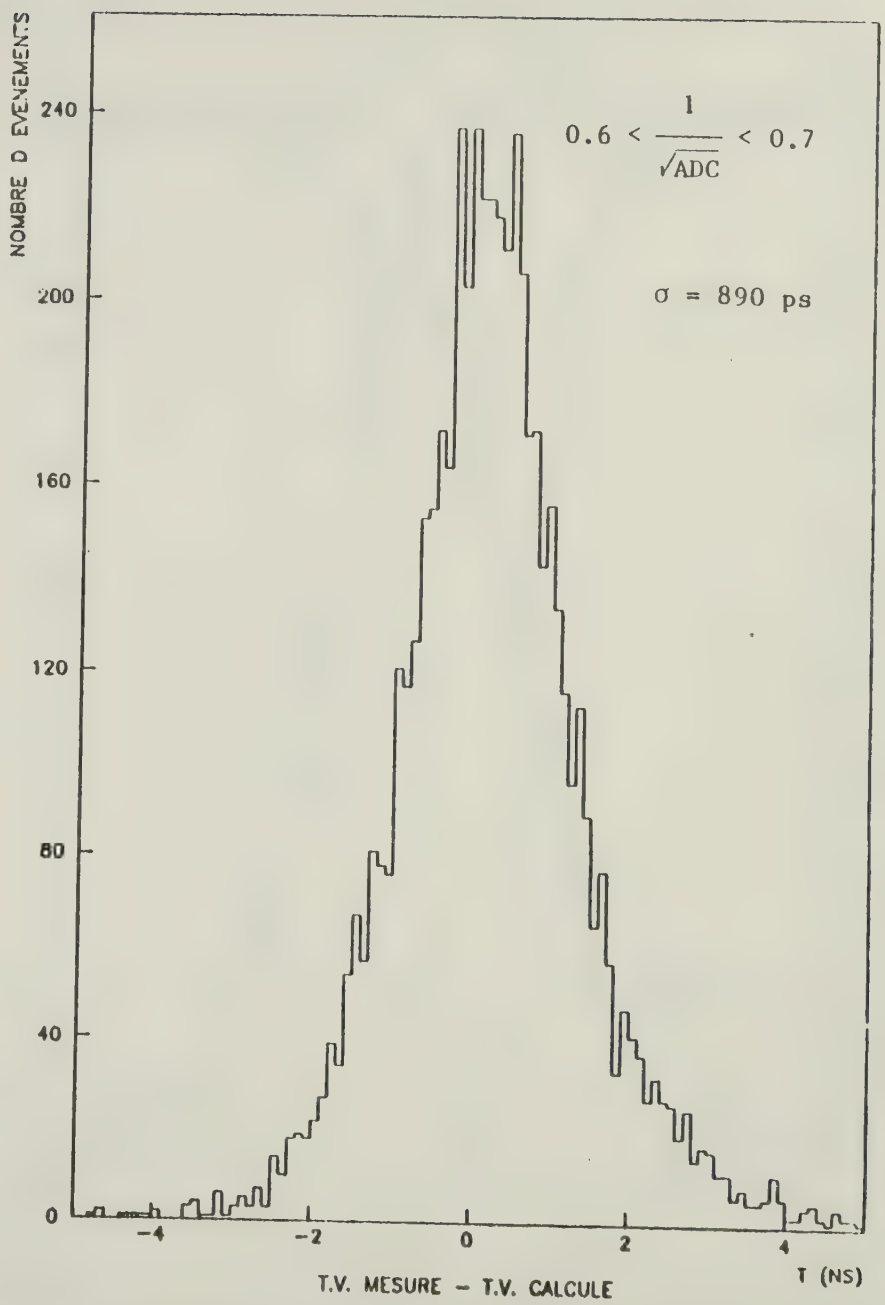


Figure V.8b

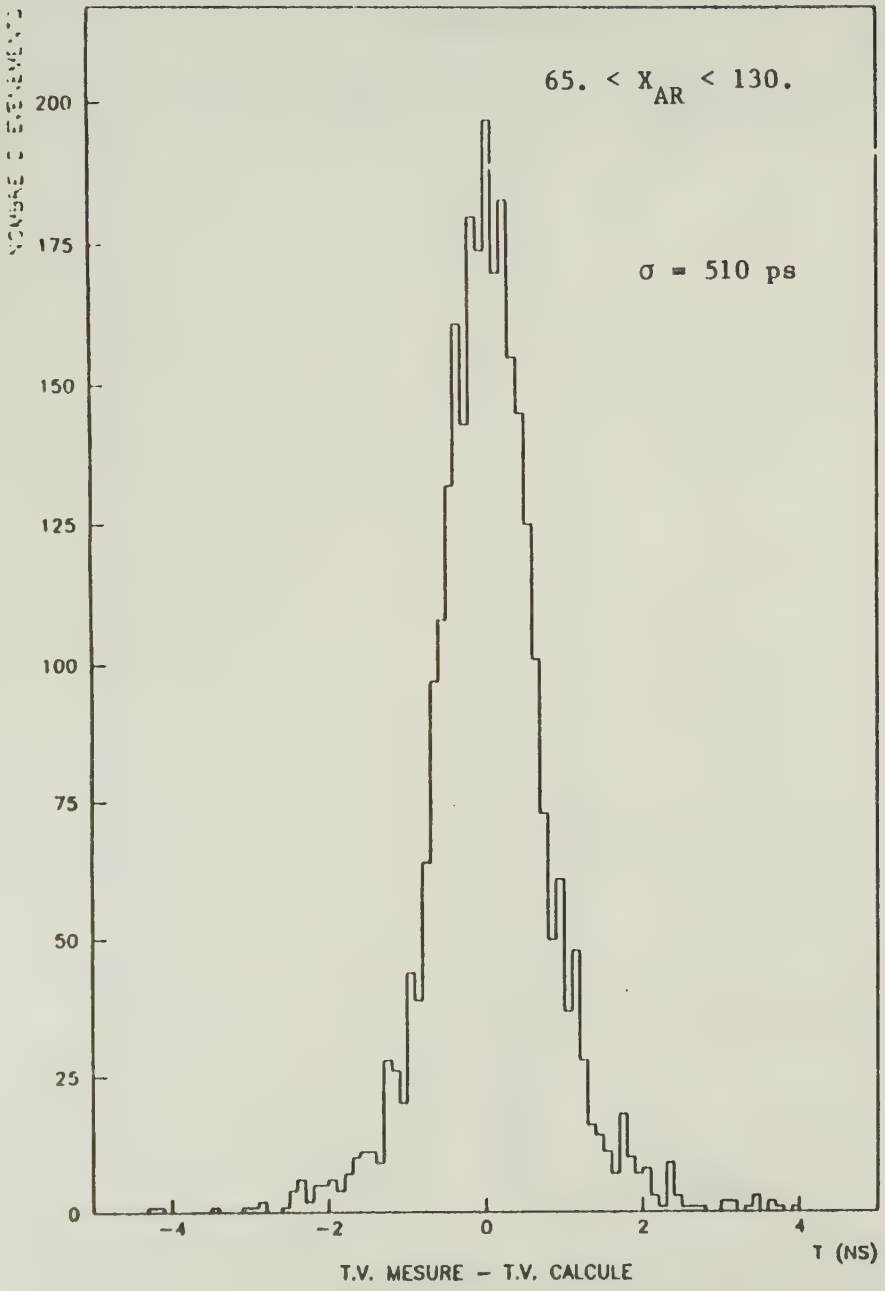


Figure V.9a

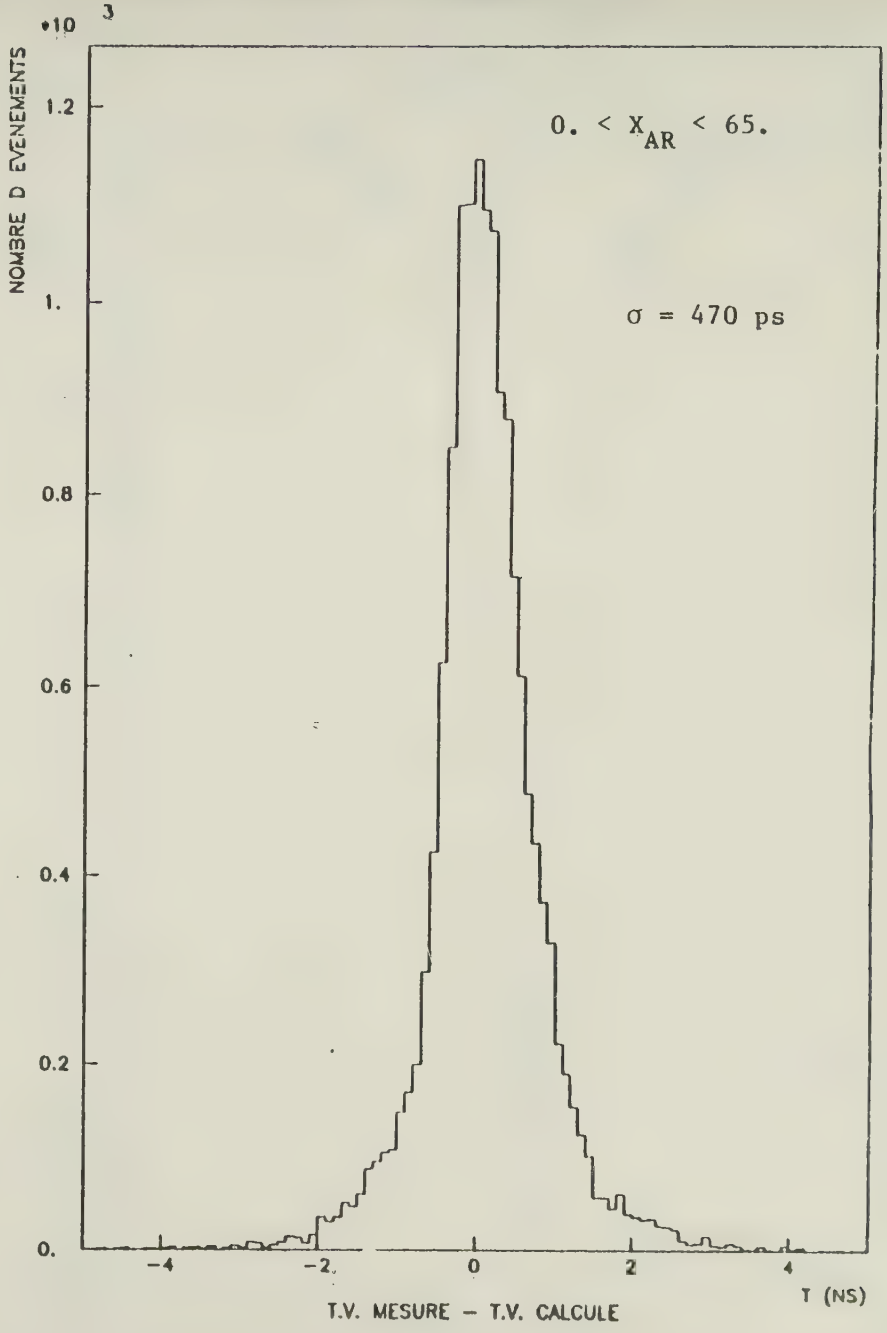


Figure V.9b

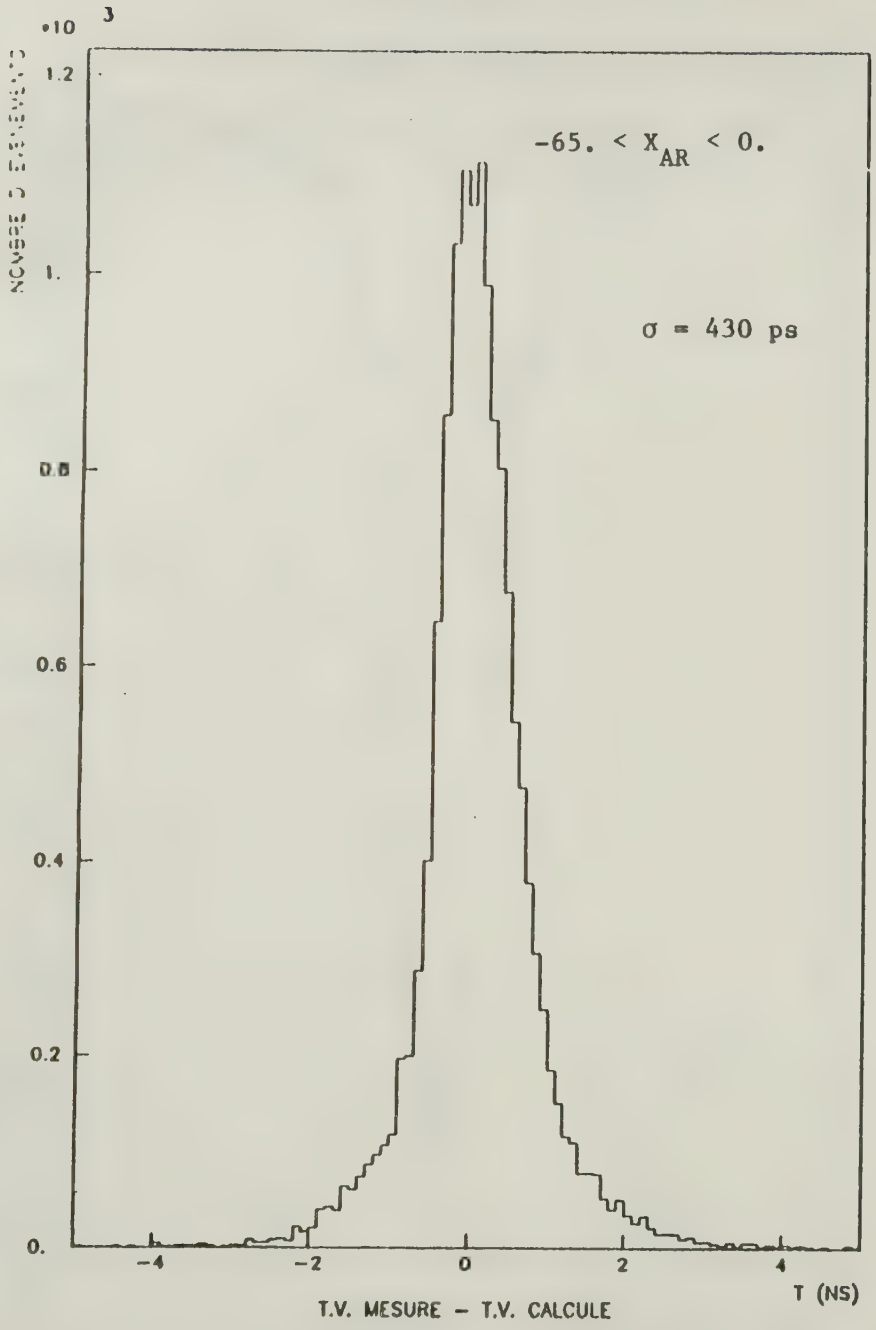


Figure V.10a

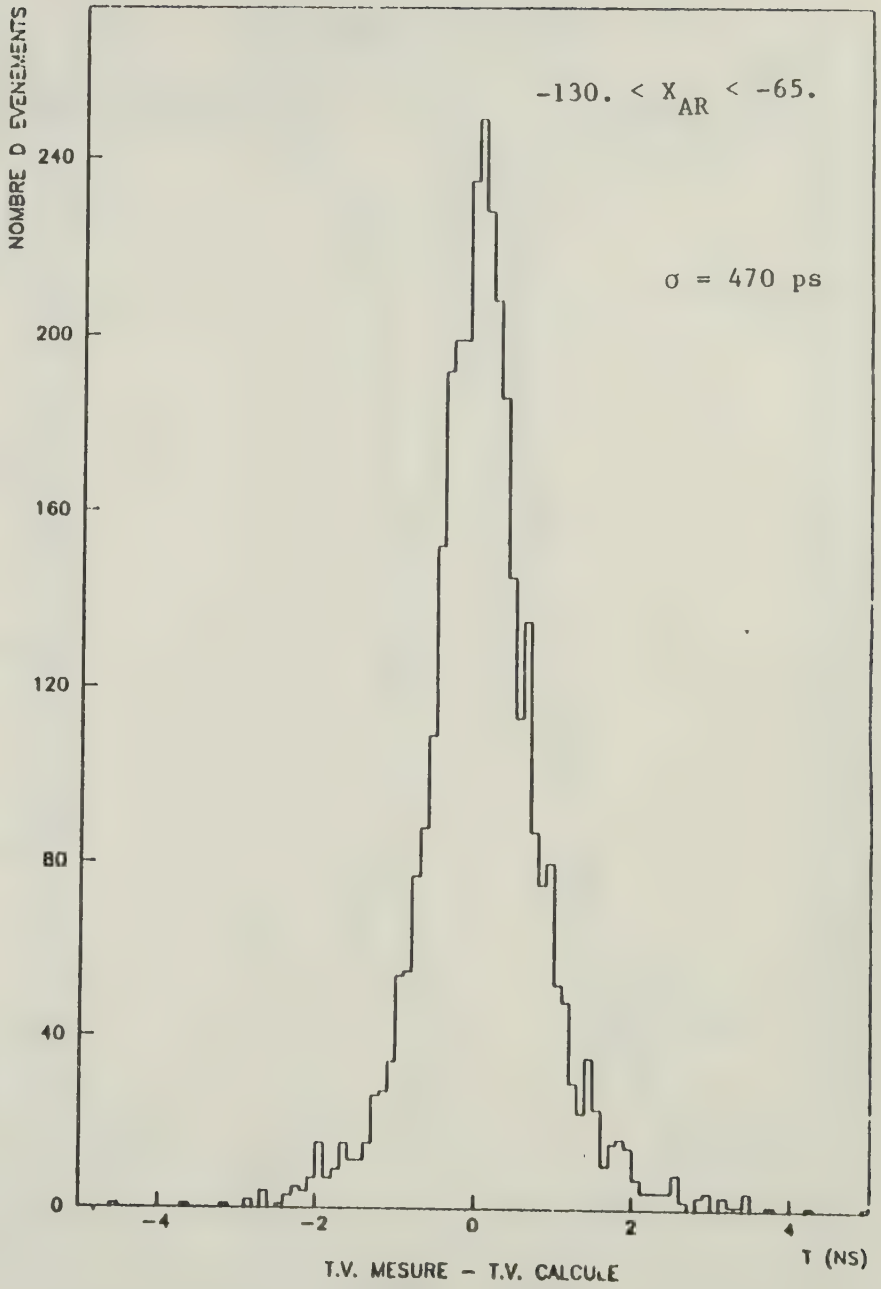


Figure V.10b

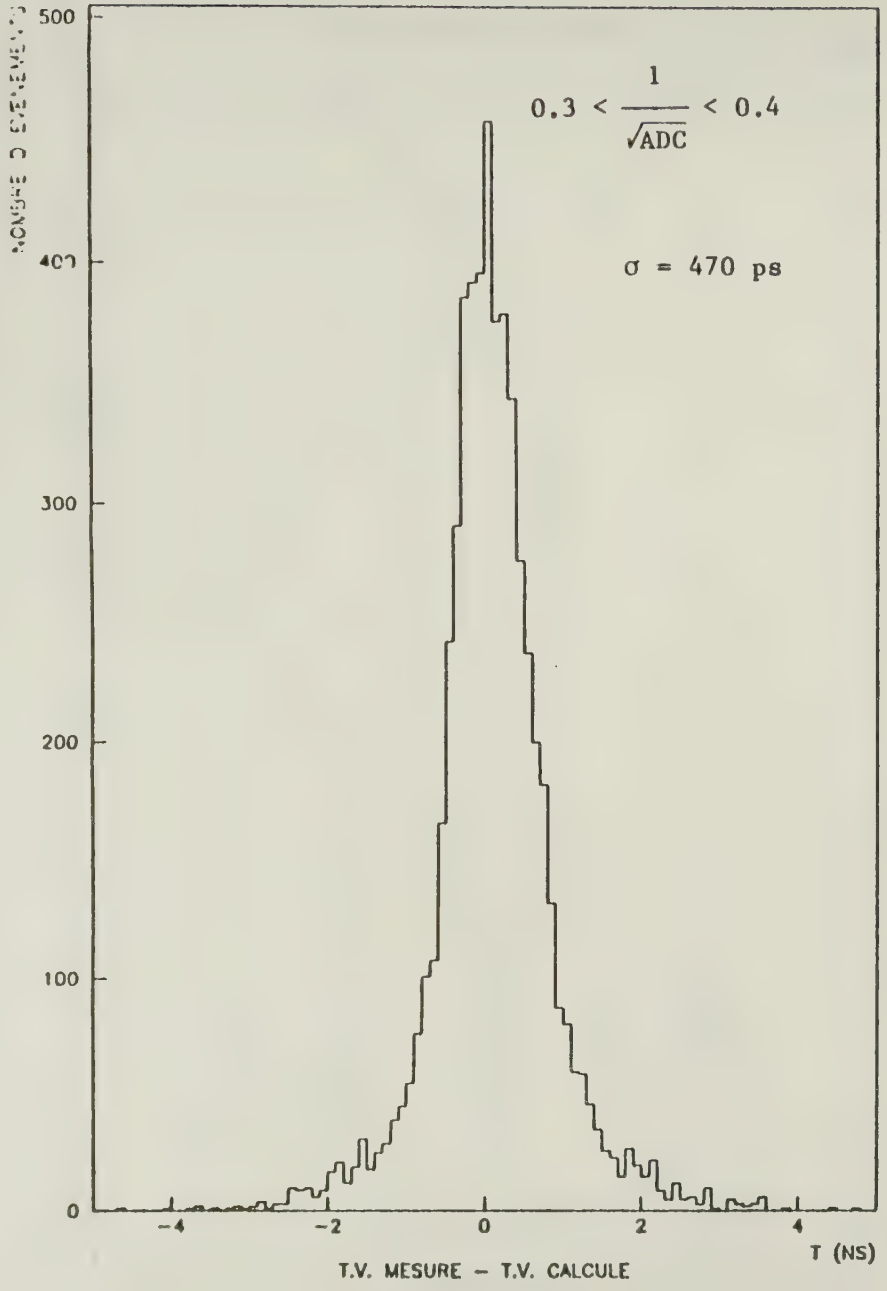


Figure V.11a

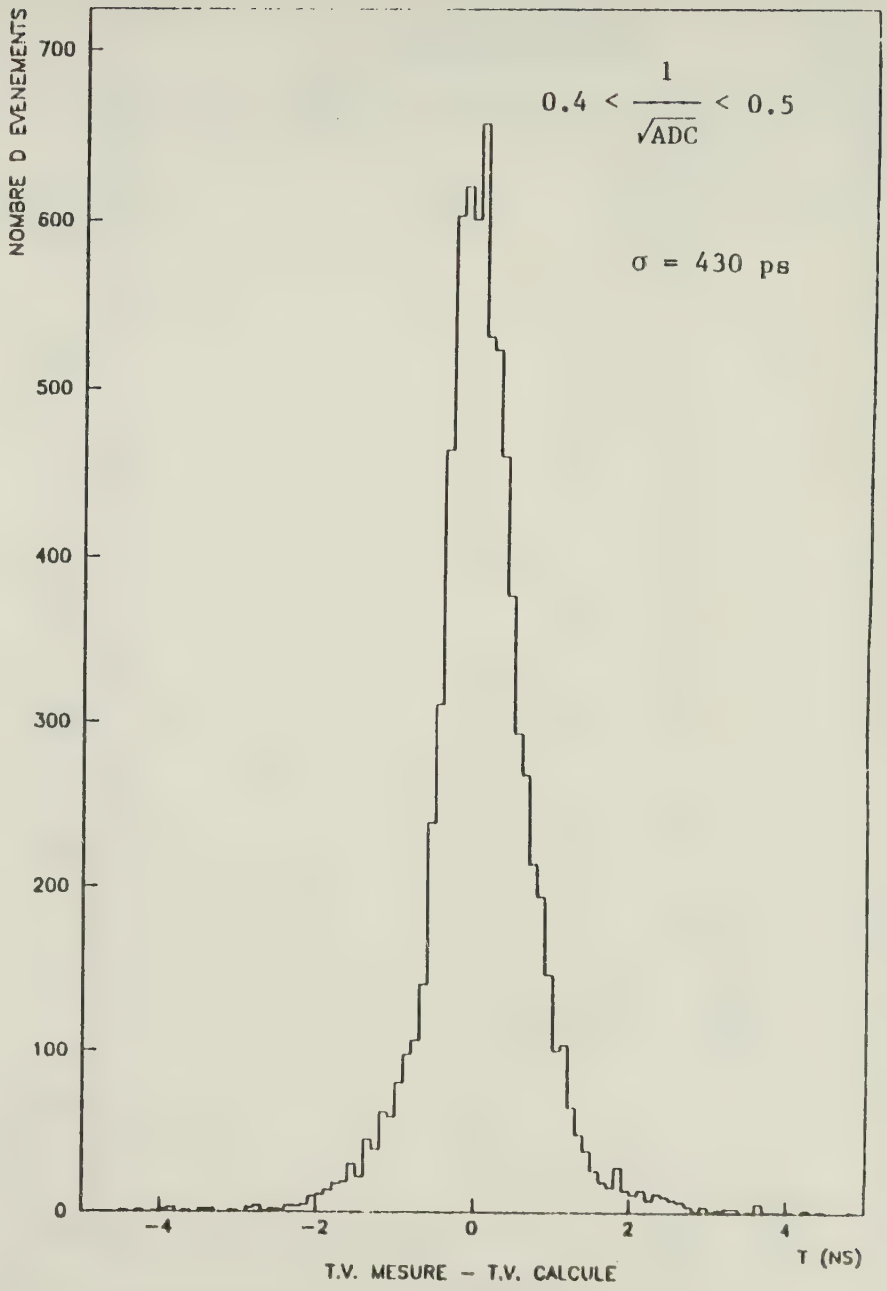


Figure V.11b

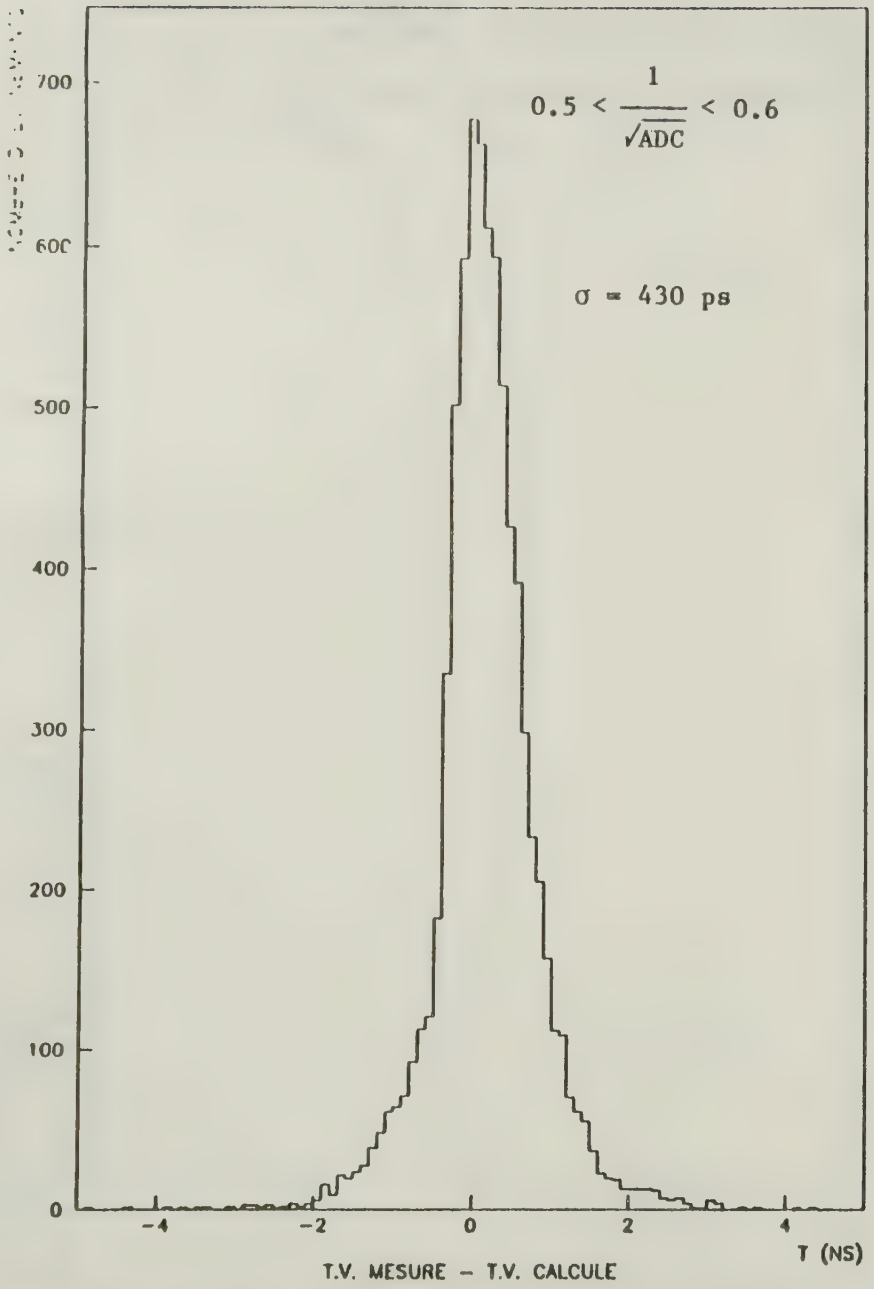


Figure V.12a

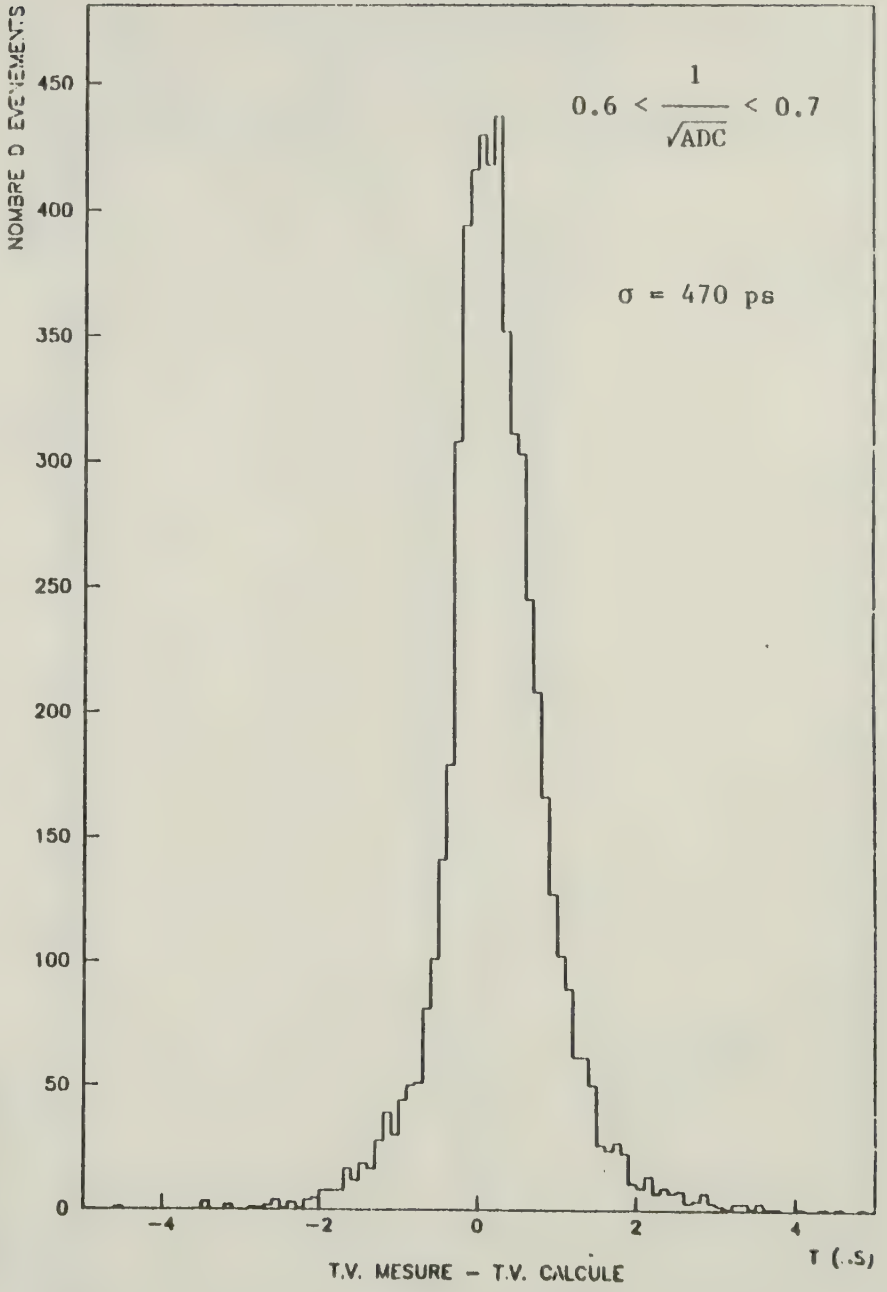


Figure V.12b

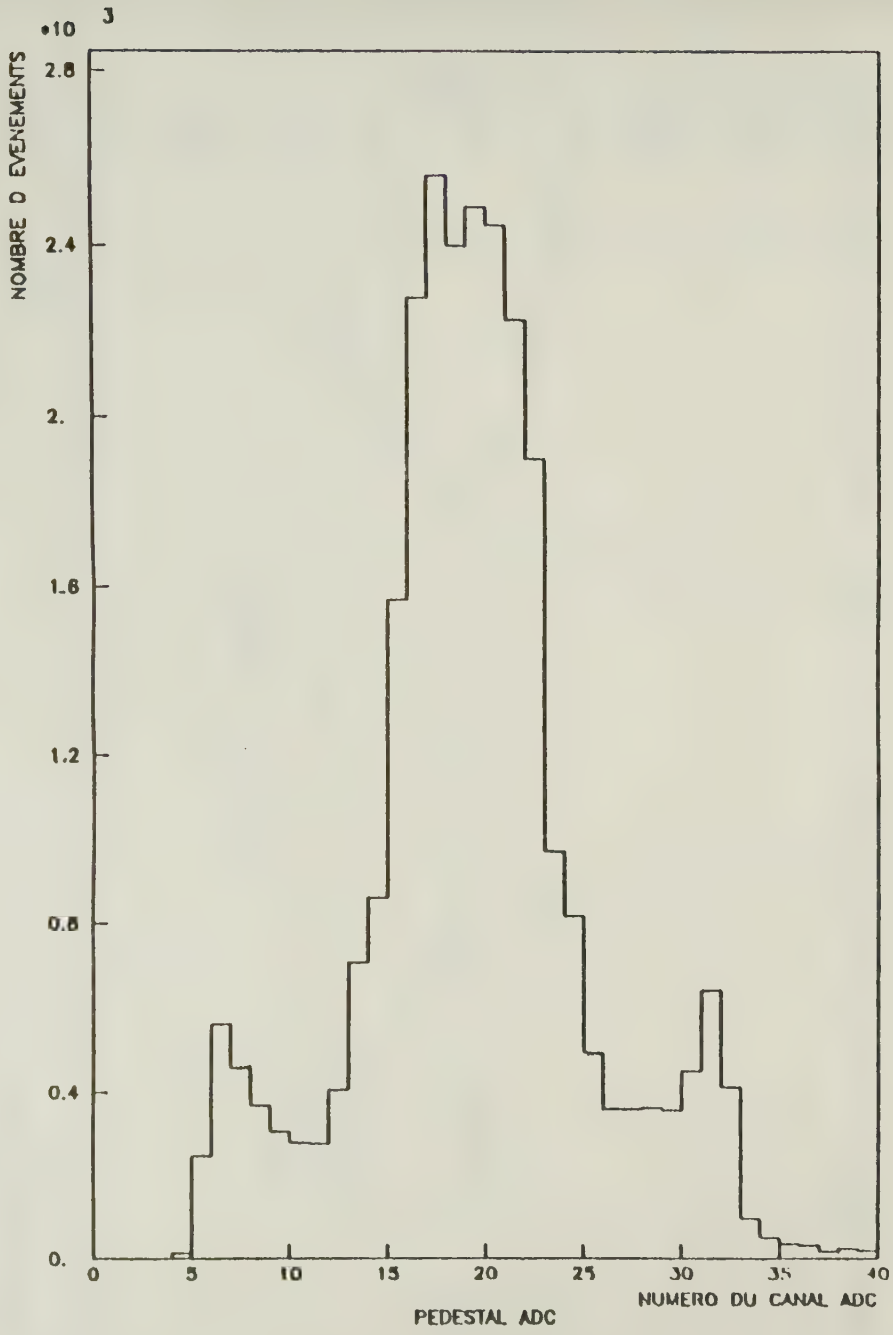


Figure V.13a

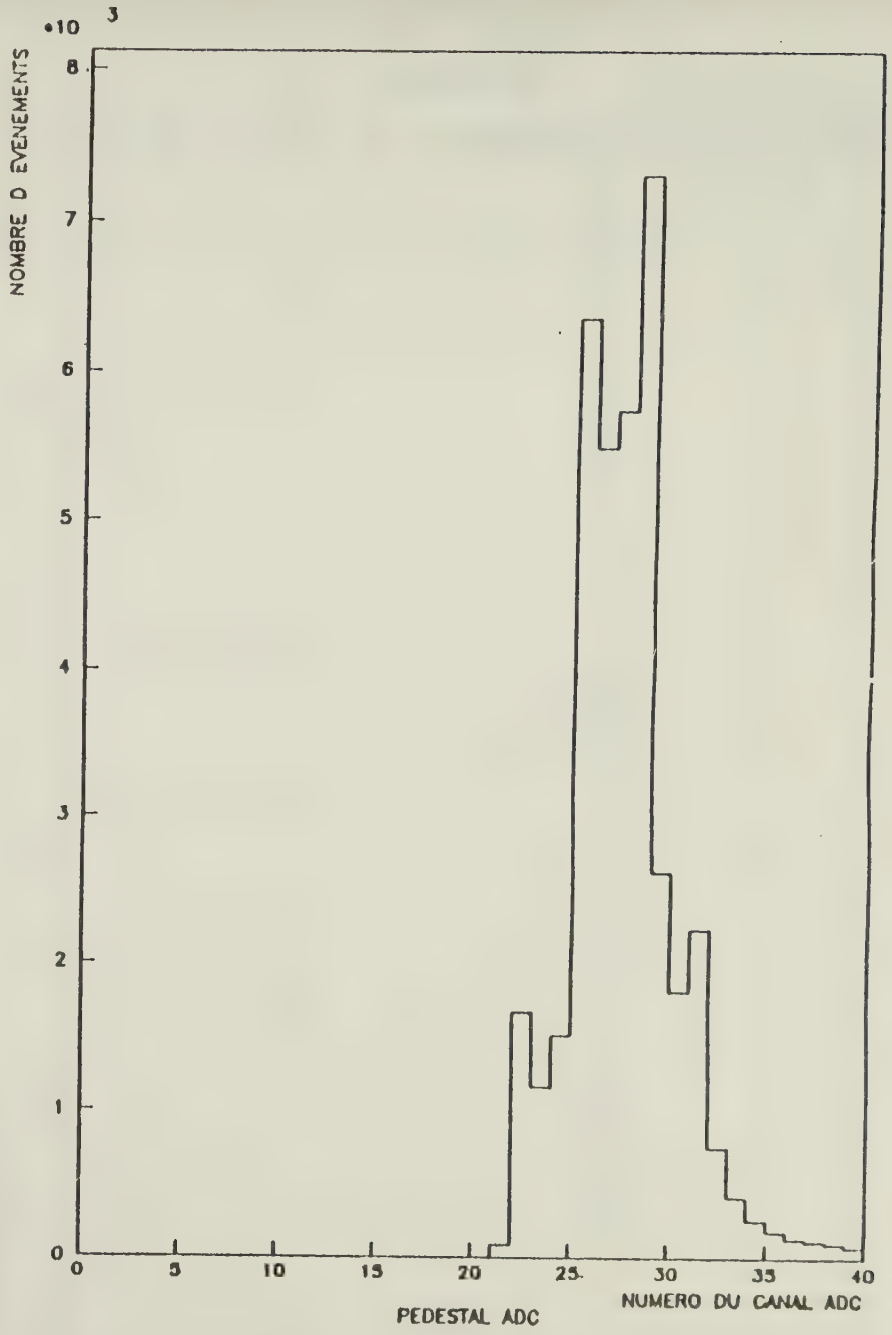


Figure V.13b

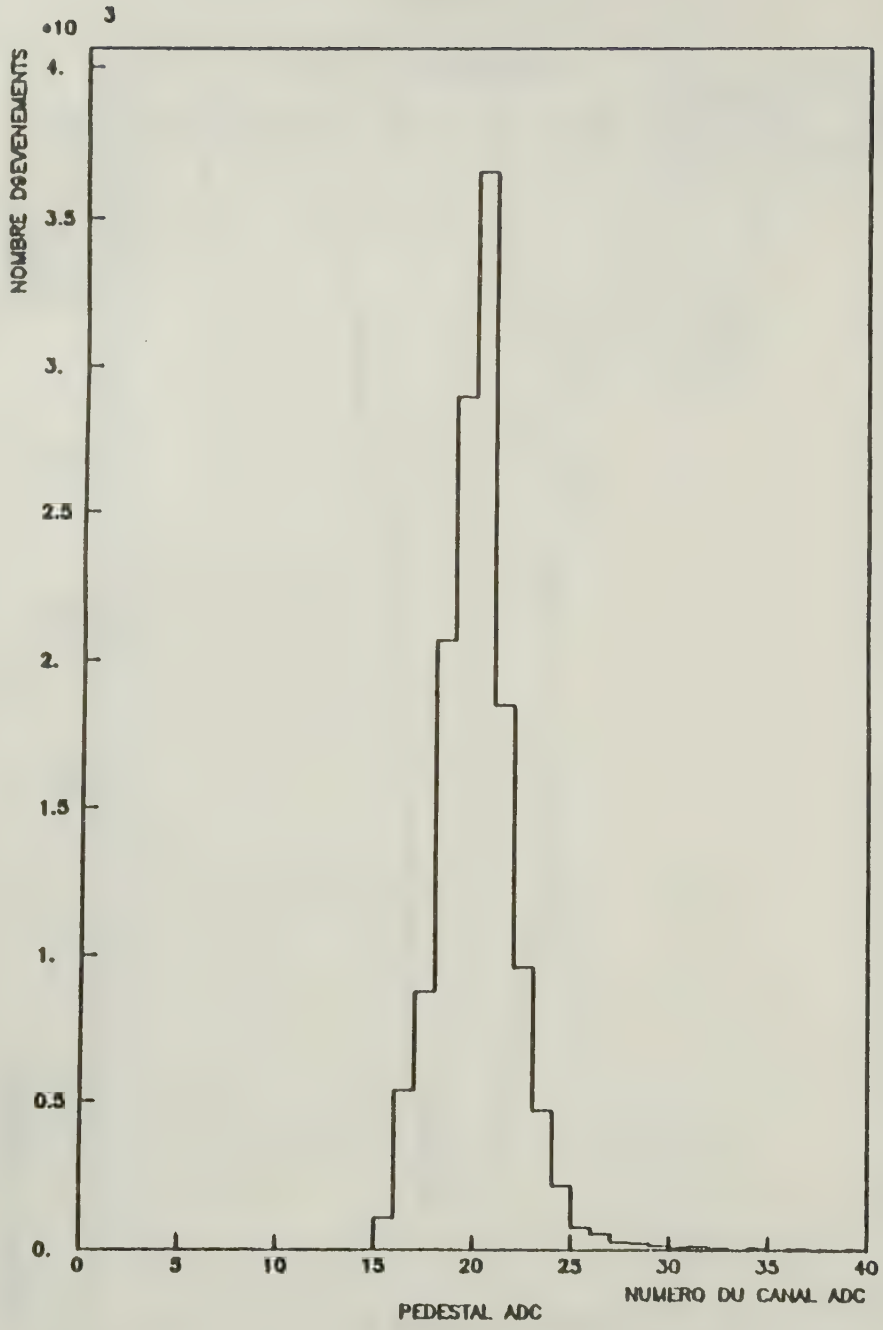


Figure V.14a

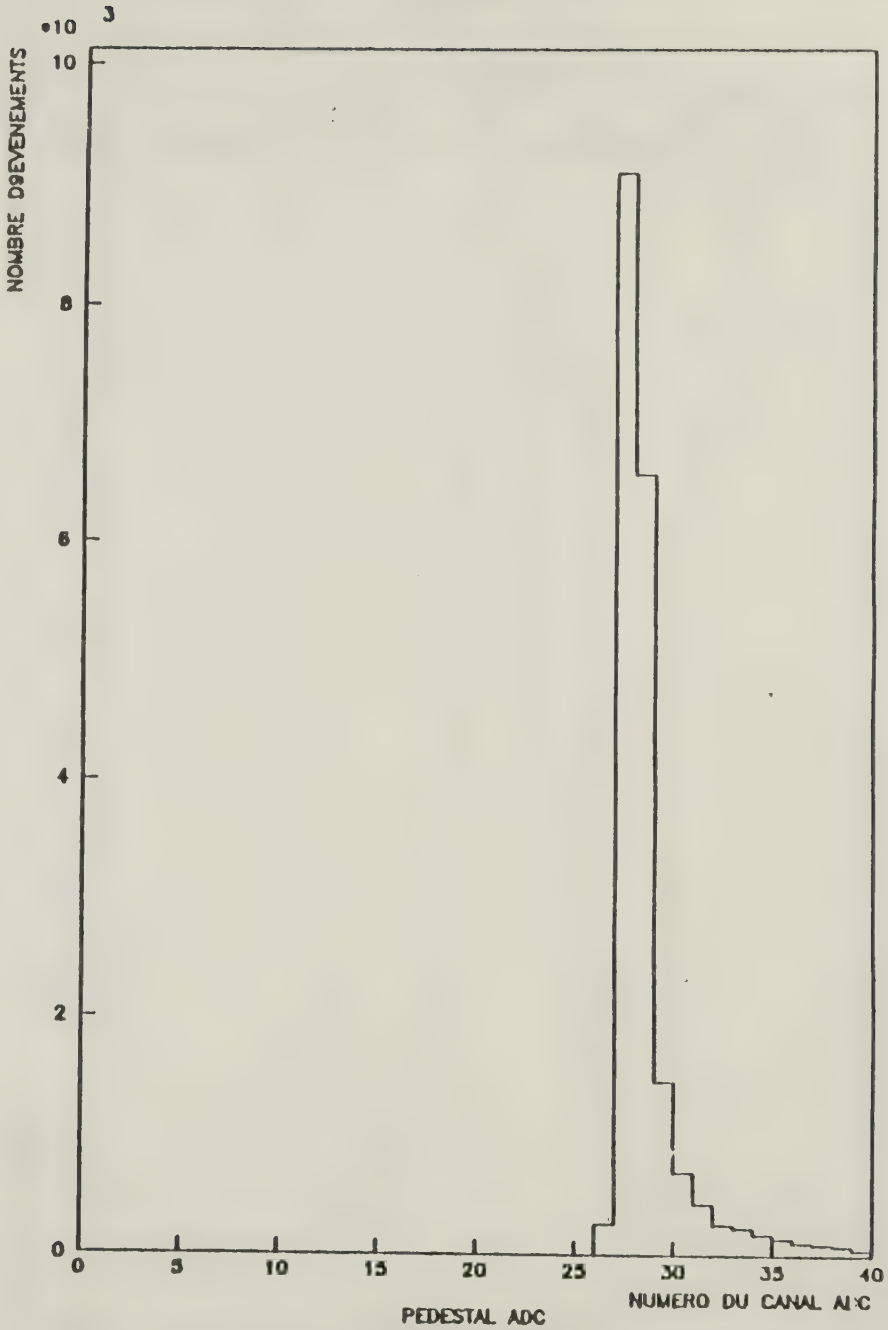


Figure V.14b

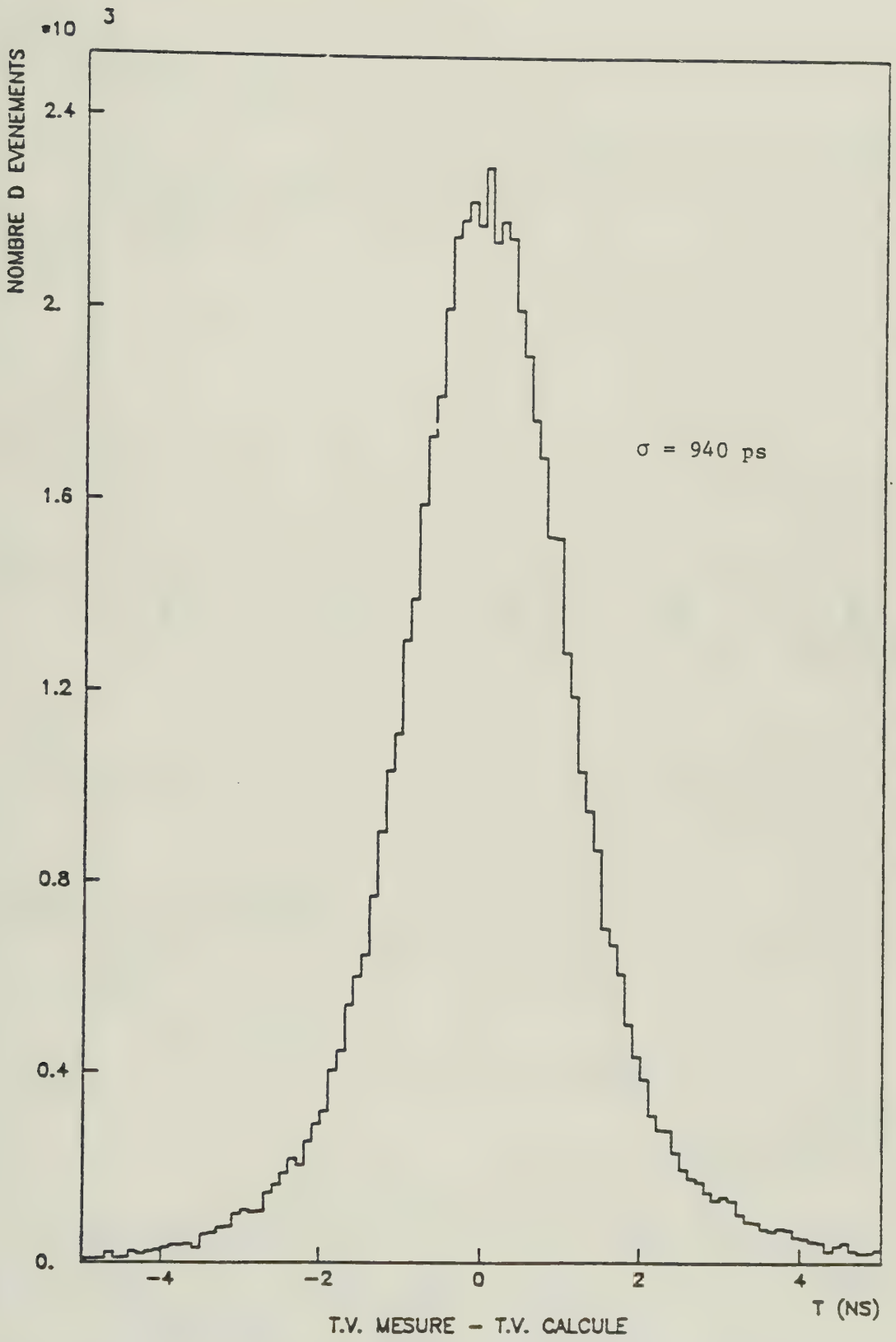

*10 3
NOMBRE D EVENEMENTS
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
σ = 940 ps
−4
−2
0
2
4
T (NS)
T.V. MESURE − T.V. CALCULE

Figure V.15

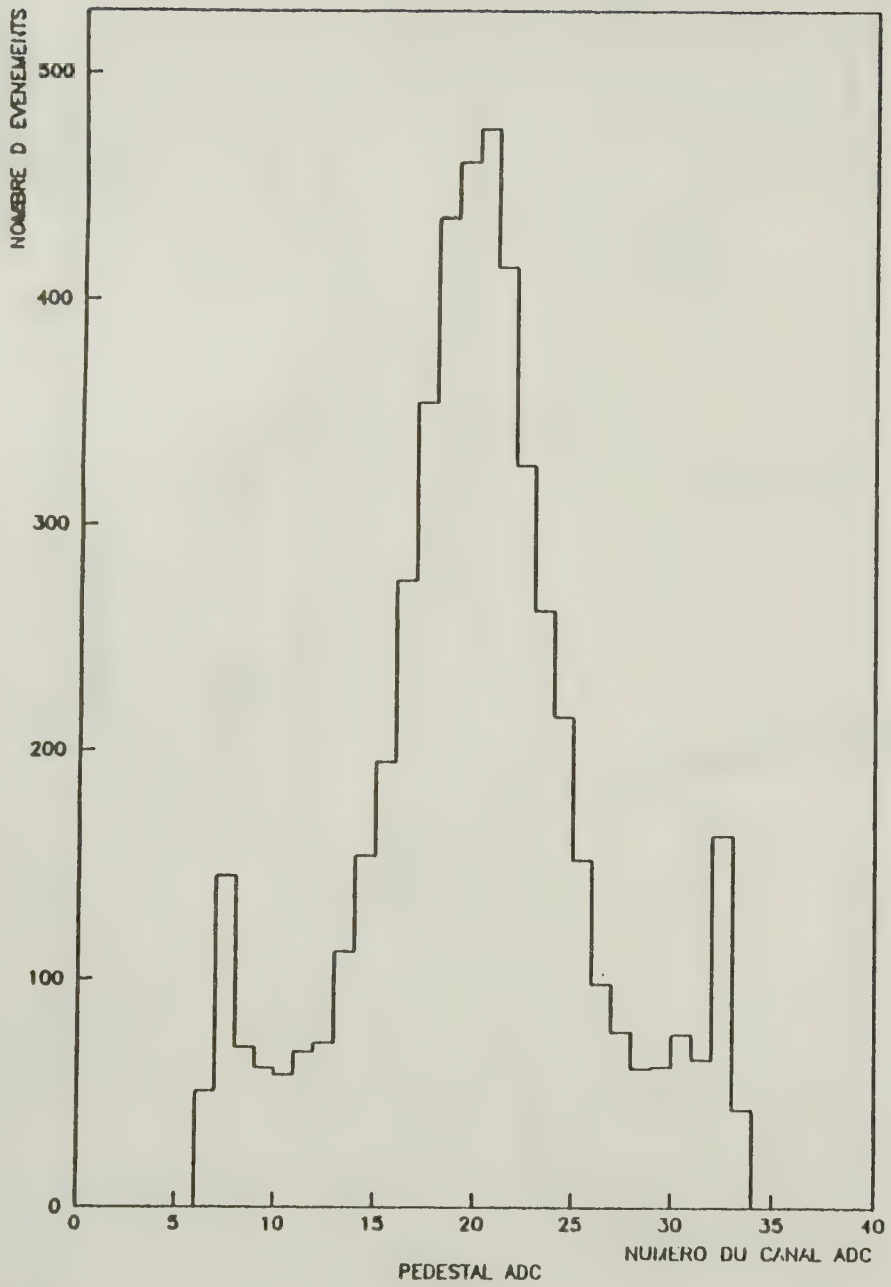


Figure V.16a

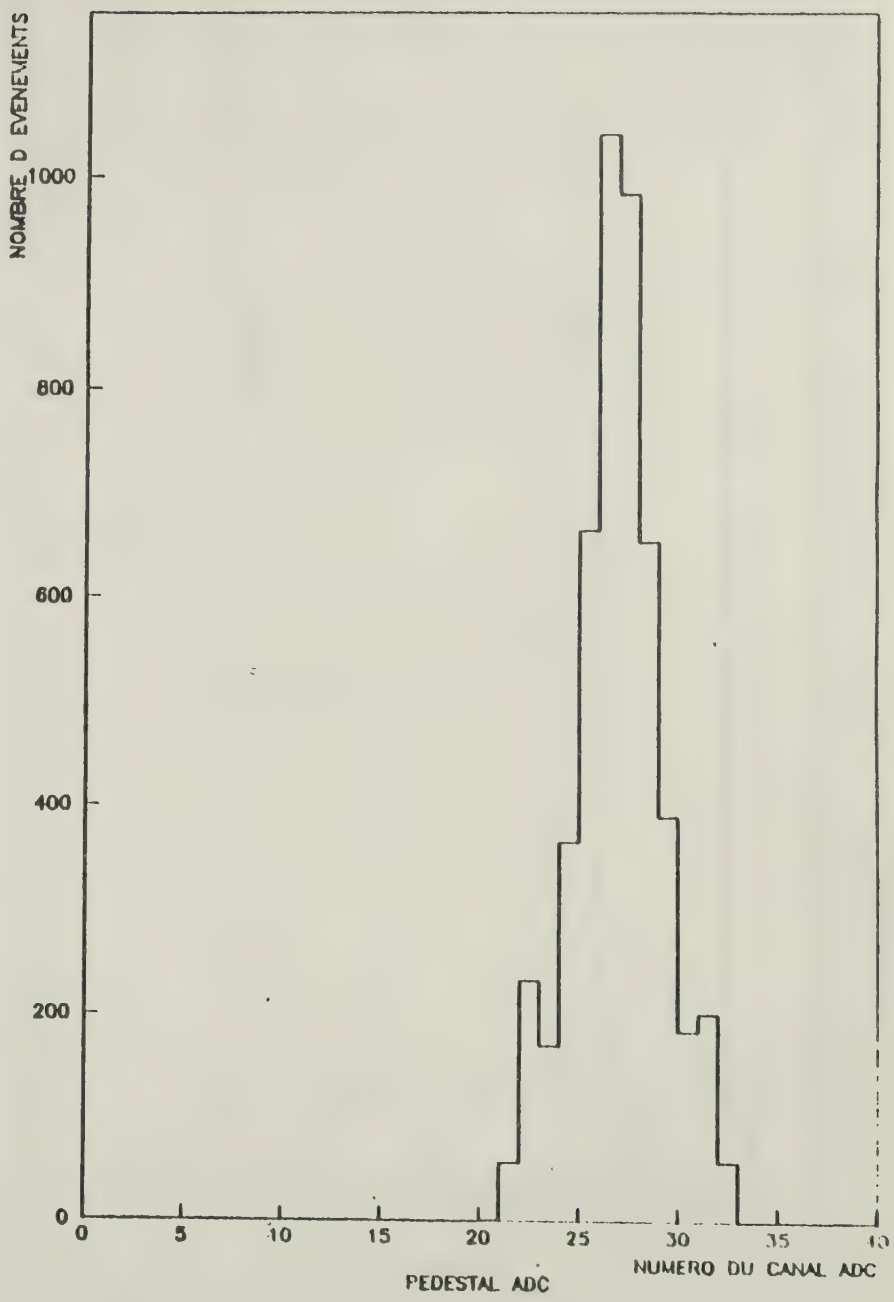


Figure V.16b

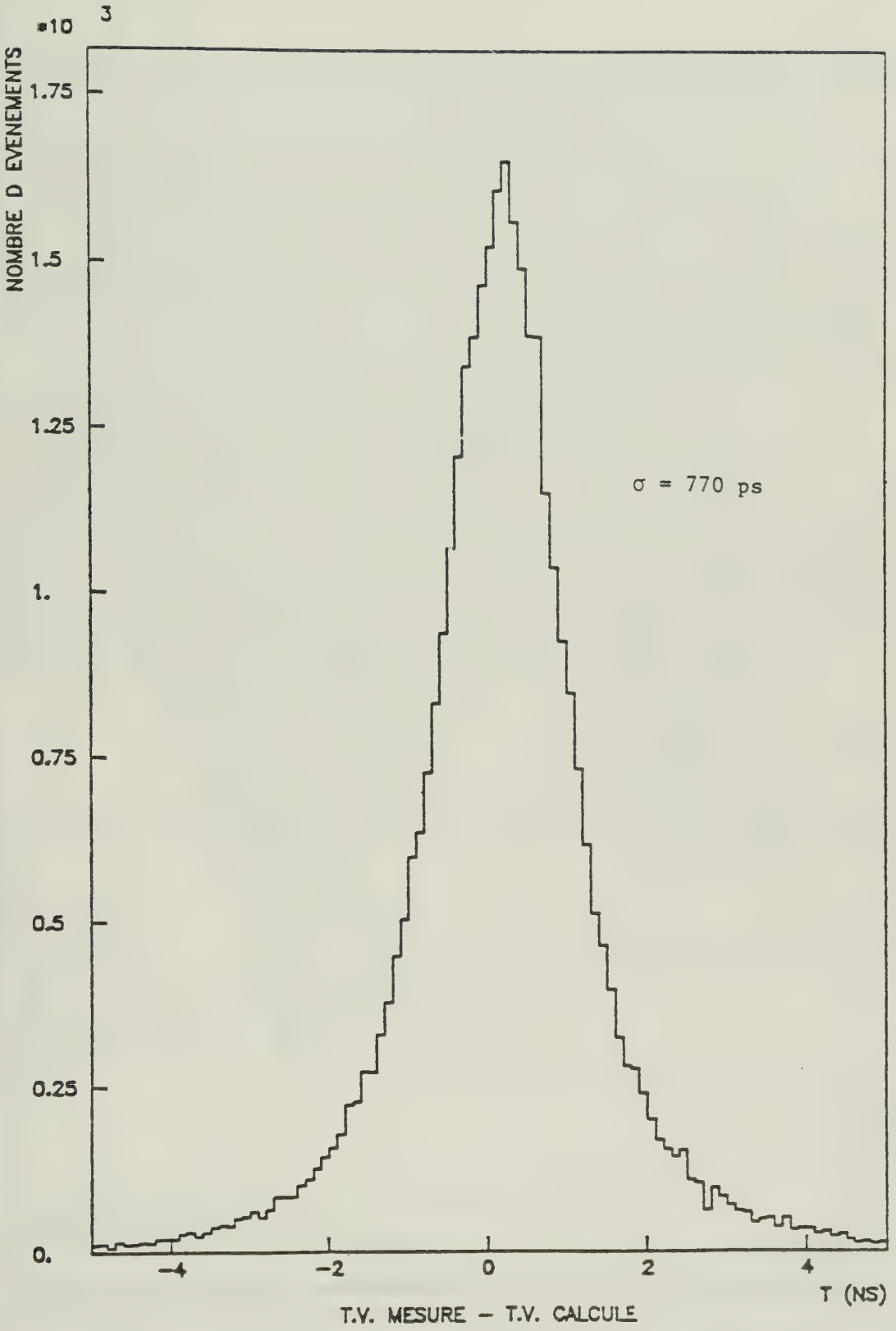

*10 3
NOMBRE D EVENEMENTS
1.75
1.5
1.25
1.
0.75
0.5
0.25
0.
σ = 770 ps
-4
-2
0
2
4
T (NS)
T.V. MESURE - T.V. CALCULE

Figure V.17

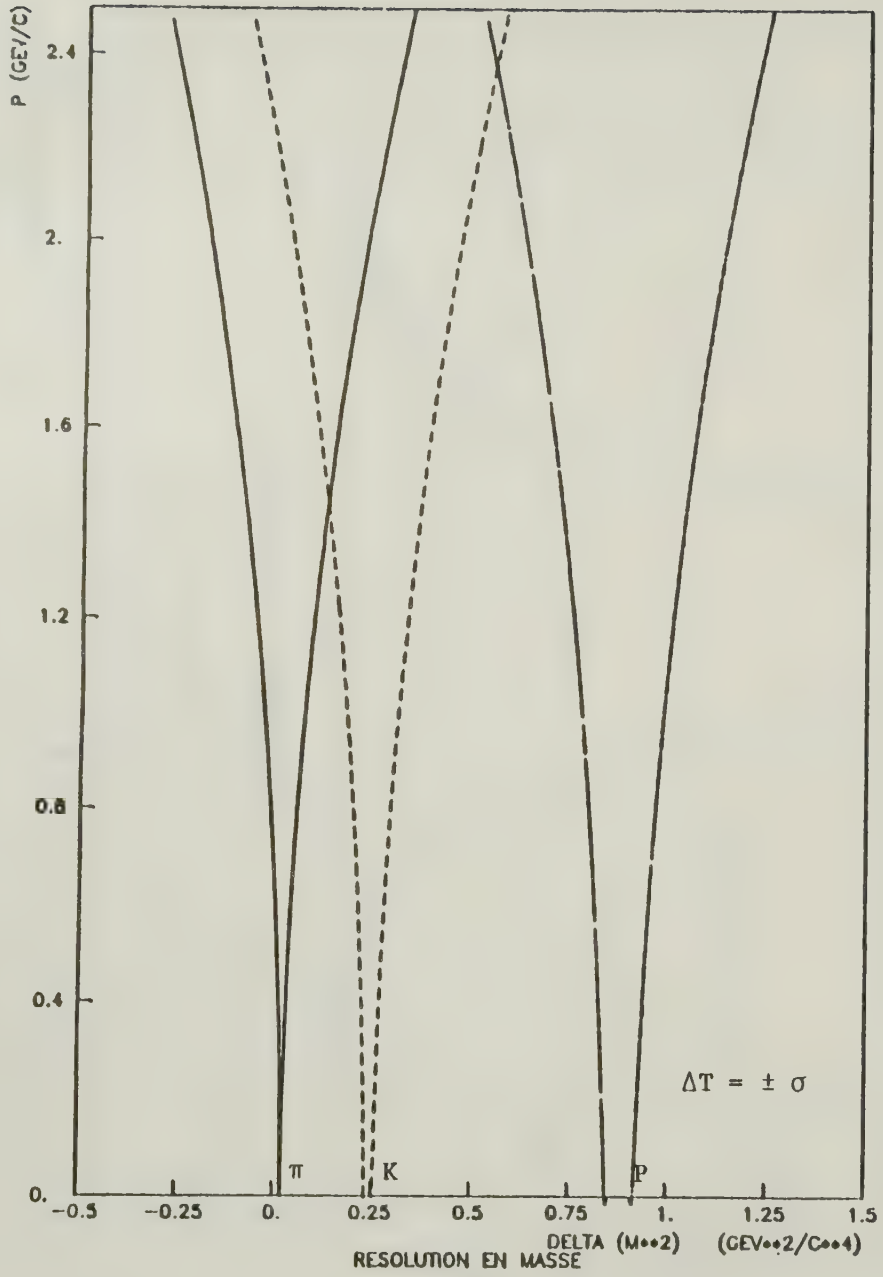


Figure V.18a

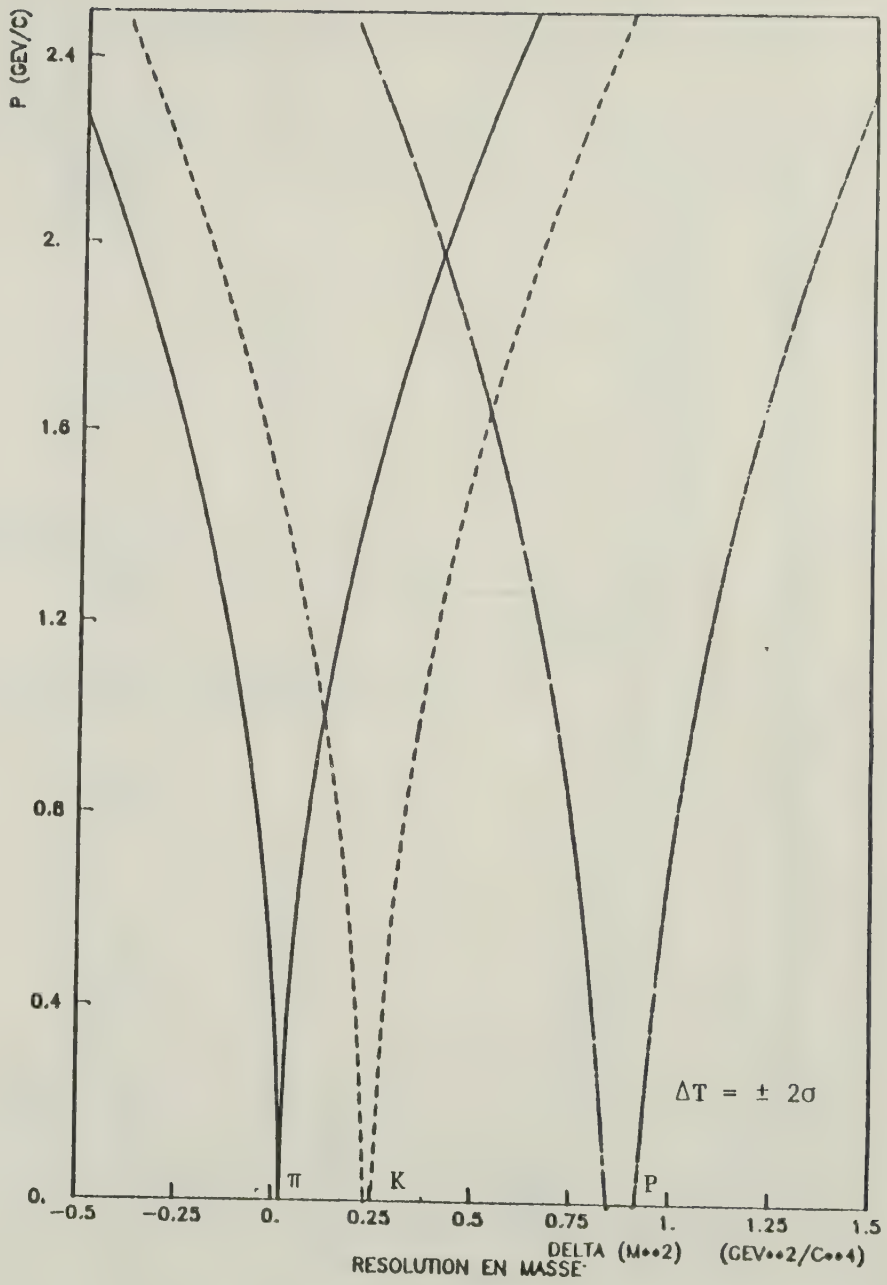


Figure V.18b

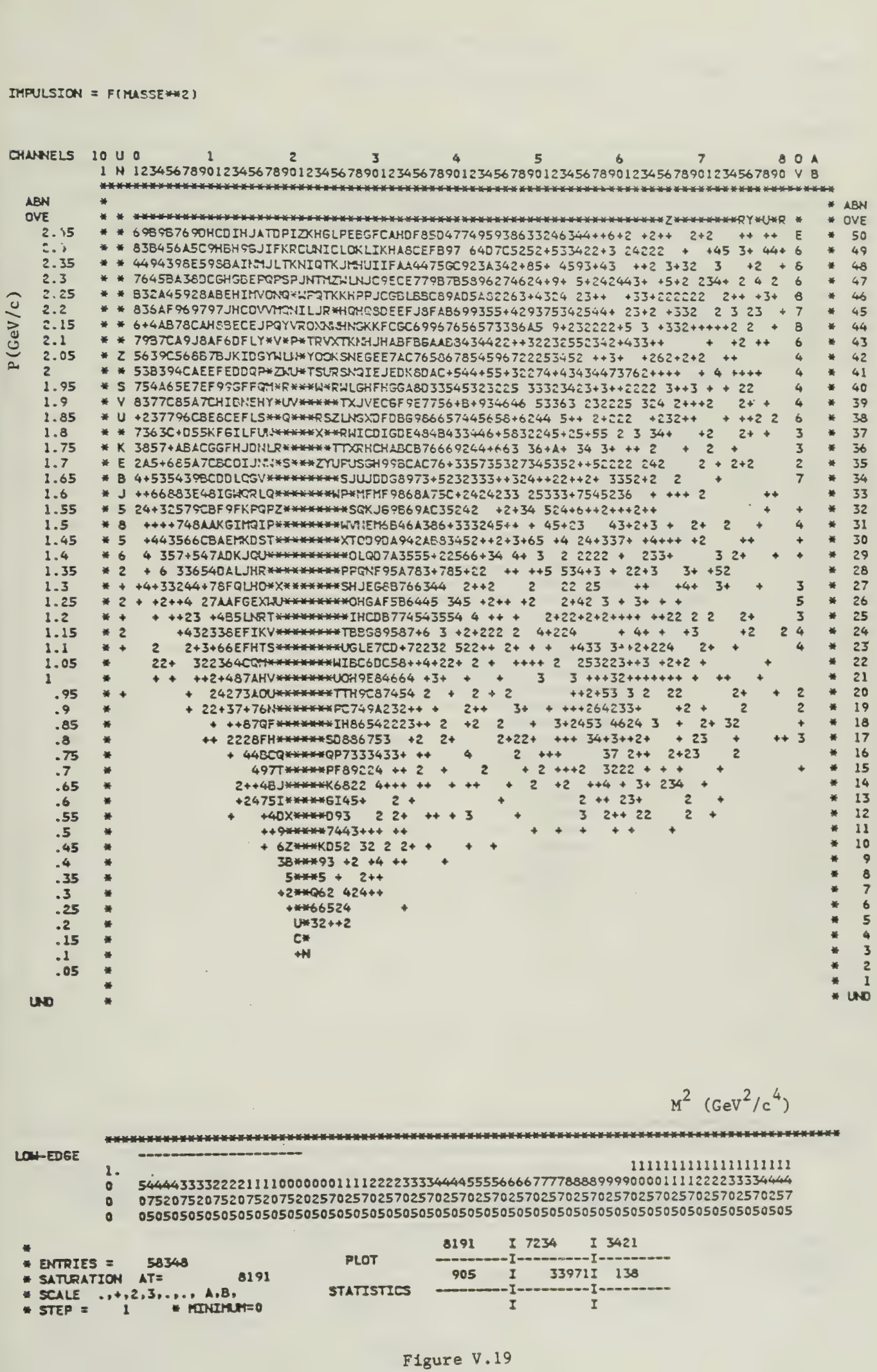

IMPULSION = F(MASSE**2)
CHANNELS 10 U 0 1 2 3 4 5 6 7 8 O A
1 N 1234567890123456789012345678901234567890123456789012345678901234567890123456789 V B
ABN
OVE
UND
P(GeV/c)
2.5
2.35
2.3
2.25
2.2
2.15
2.1
2.05
2
1.95
1.9
1.85
1.8
1.75
1.7
1.65
1.6
1.55
1.5
1.45
1.4
1.35
1.3
1.25
1.2
1.15
1.1
1.05
1
.95
.9
.85
.8
.75
.7
.65
.6
.55
.5
.45
.4
.35
.3
.25
.2
.15
.1
.05
M2 (GeV2/c4)
LOW-EDGE
1.
0
0
0
ENTRIES = 58348
SATURATION AT= 8191
SCALE .,+,2,3,.,., A,B,
STEP = 1 * MINIMUM=0
PLOT
STATISTICS
8191 I 7234 I 3421
905 I 33971I 138

Figure V.19

Particules chargées négatives

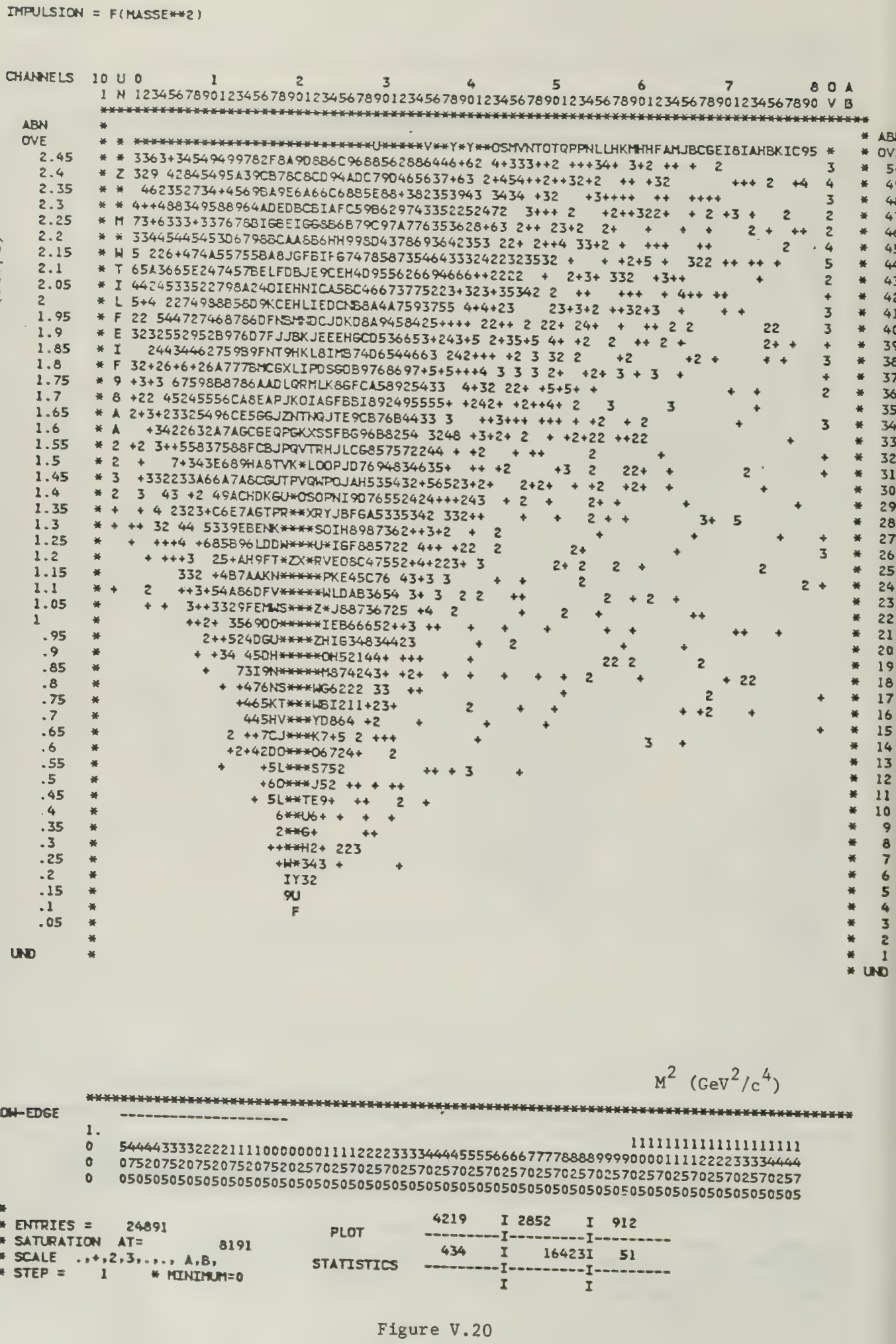


Figure V.20

Particules chargées positives

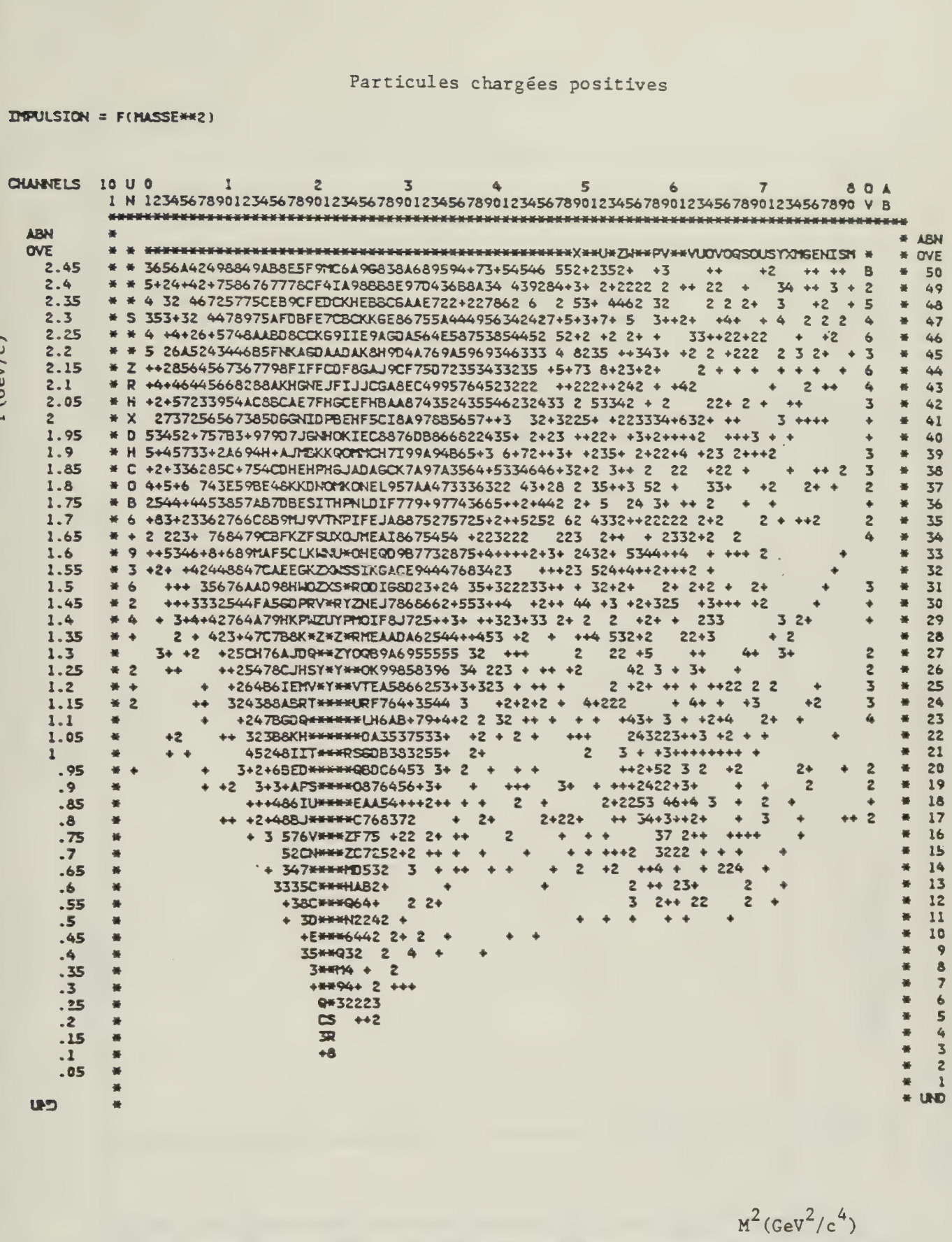


Figure V.21

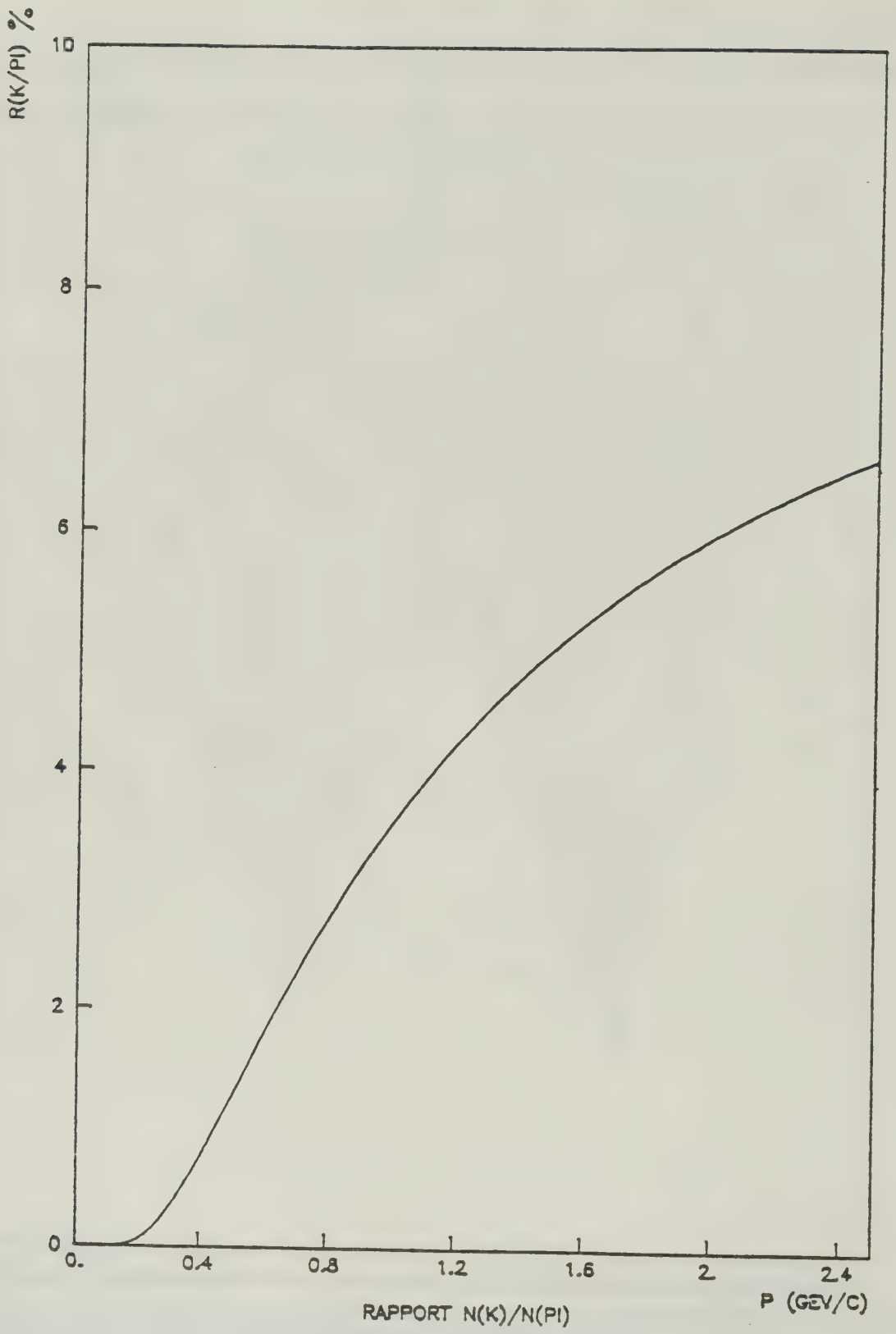


Figure V.22

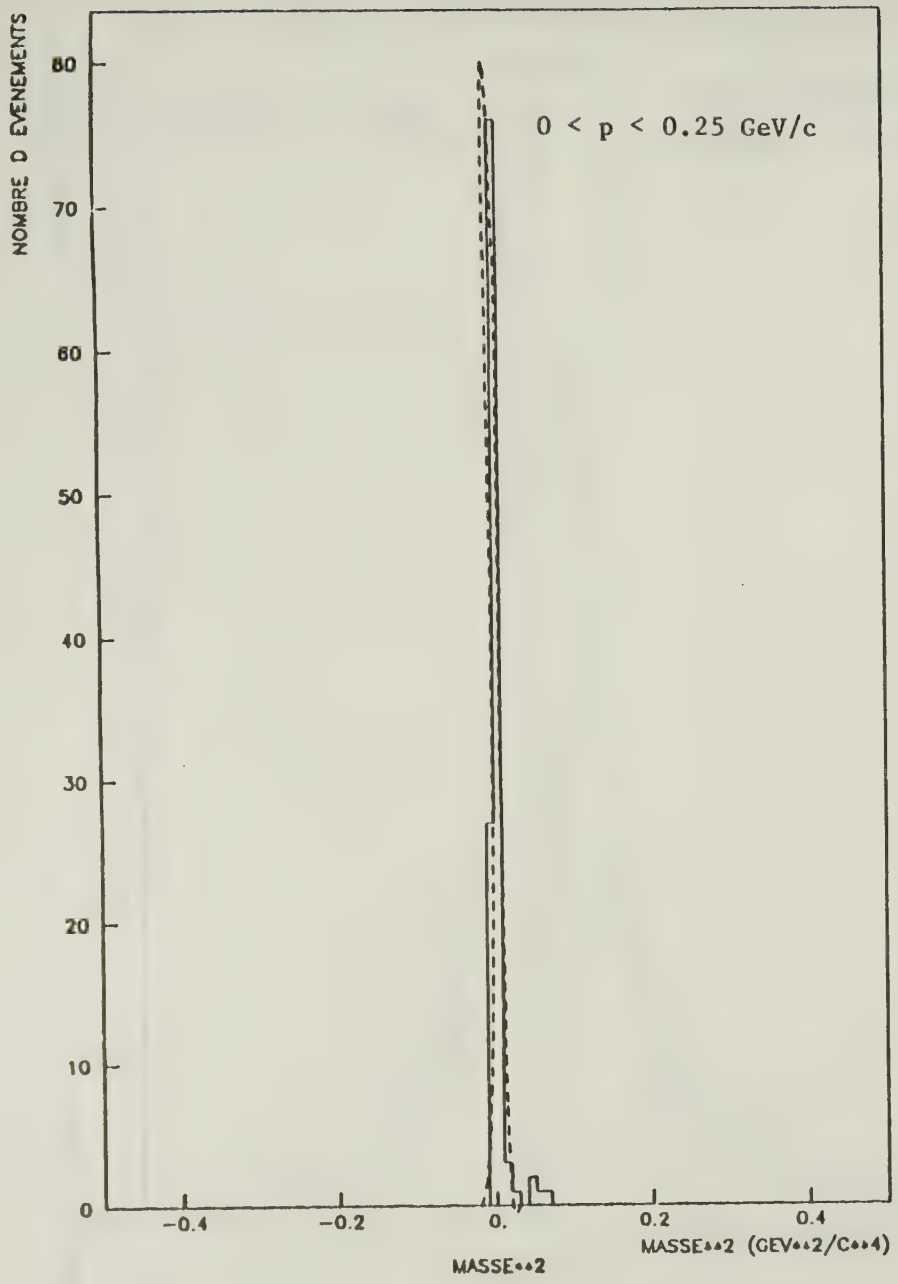


Figure V.23a

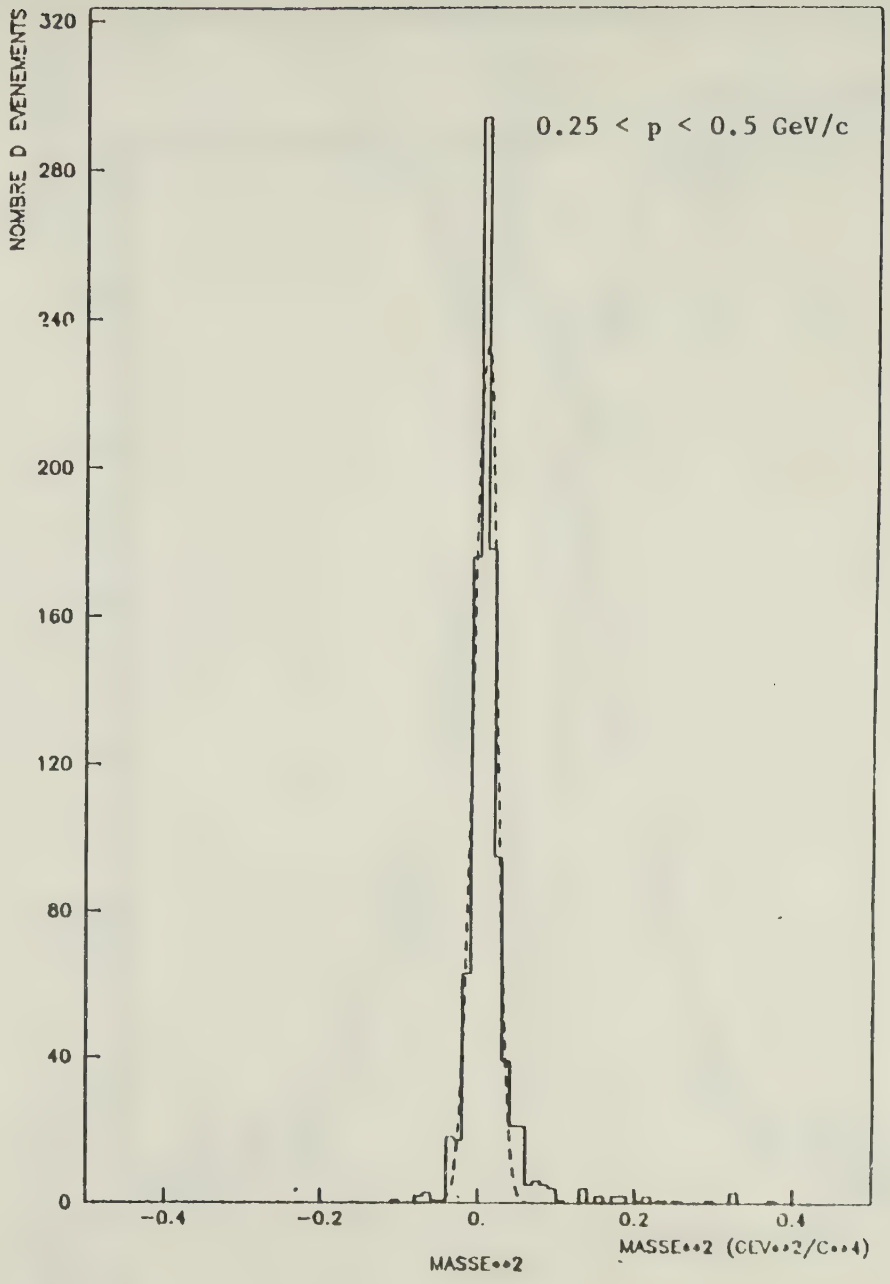


Figure V.23b

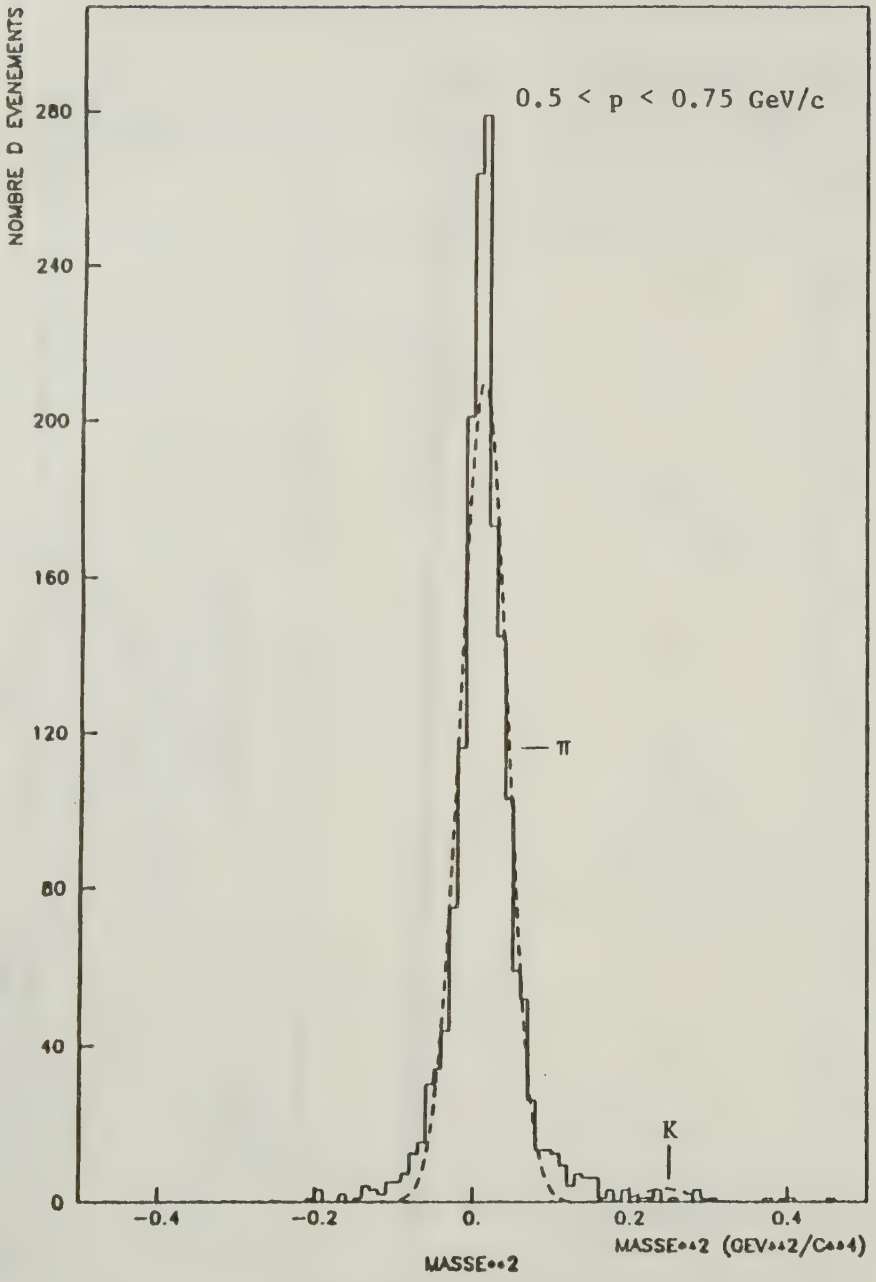


Figure V.24a

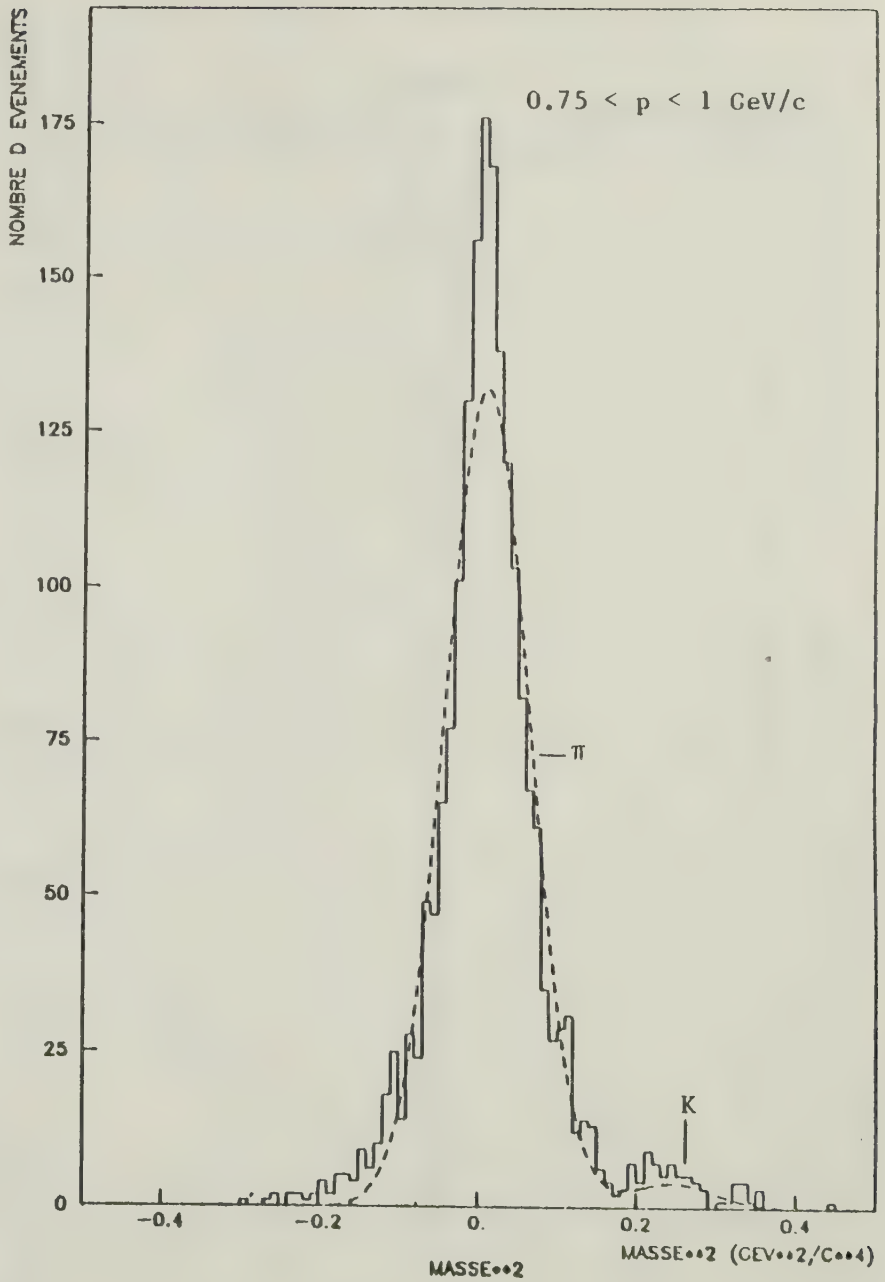


Figure V.24b

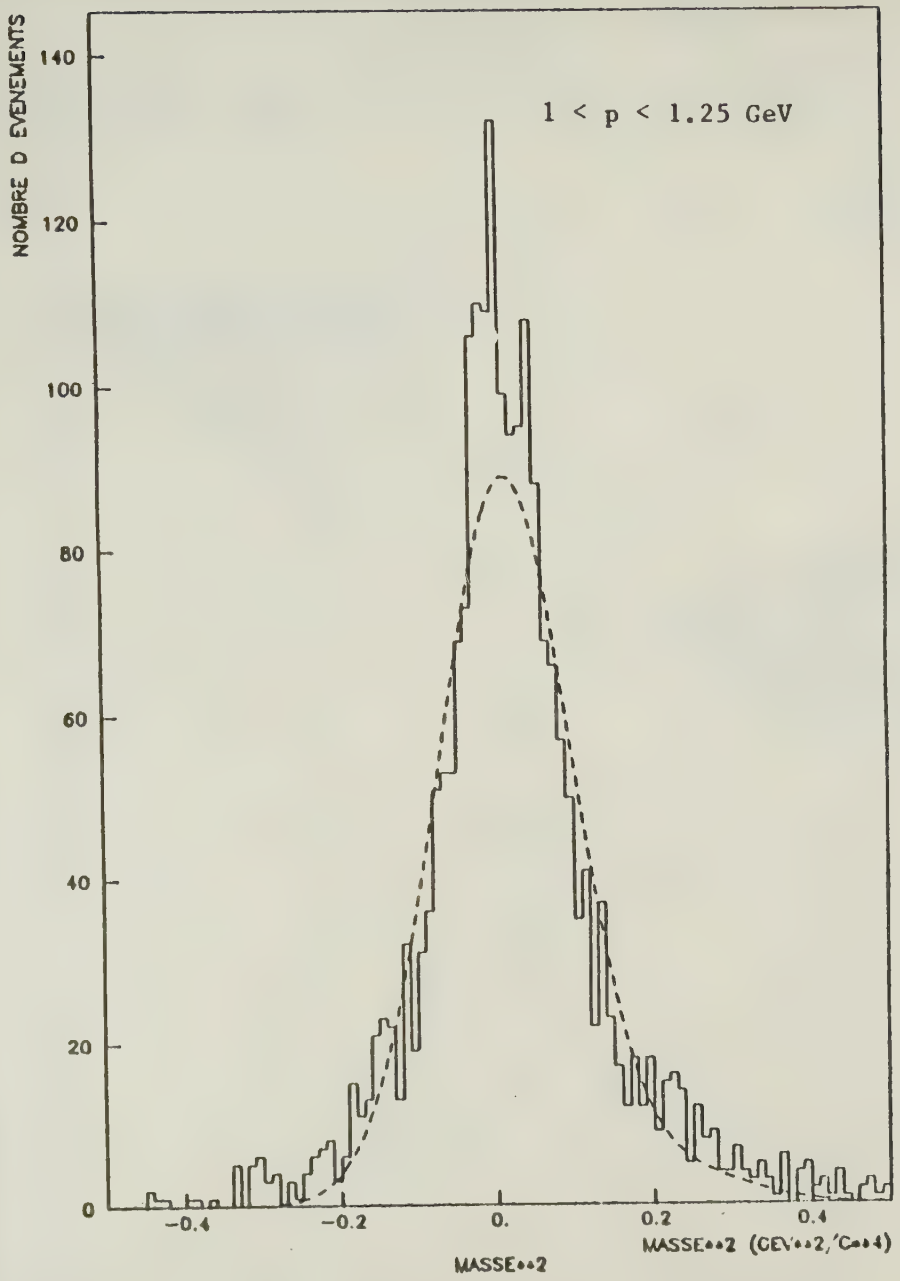


Figure V.25a

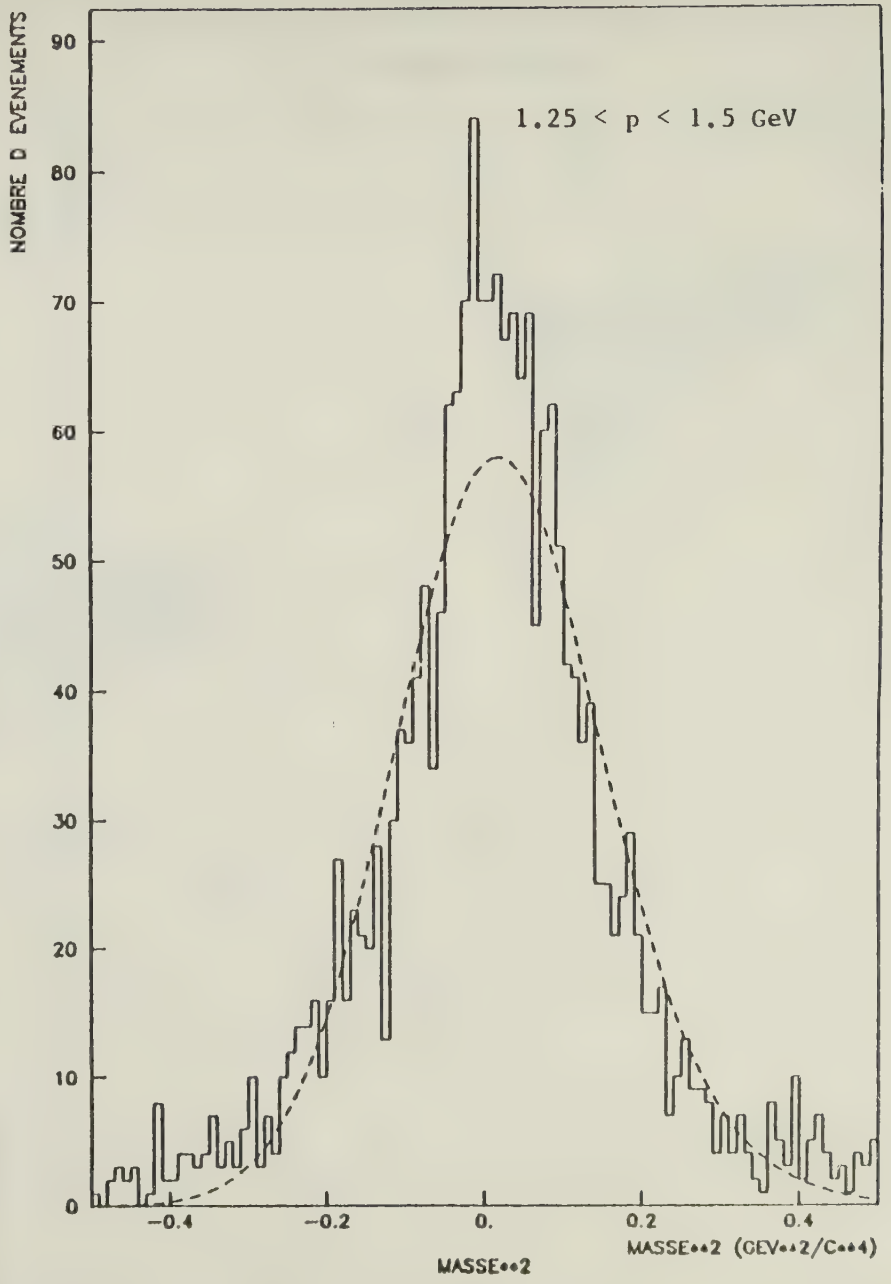


Figure V.25b

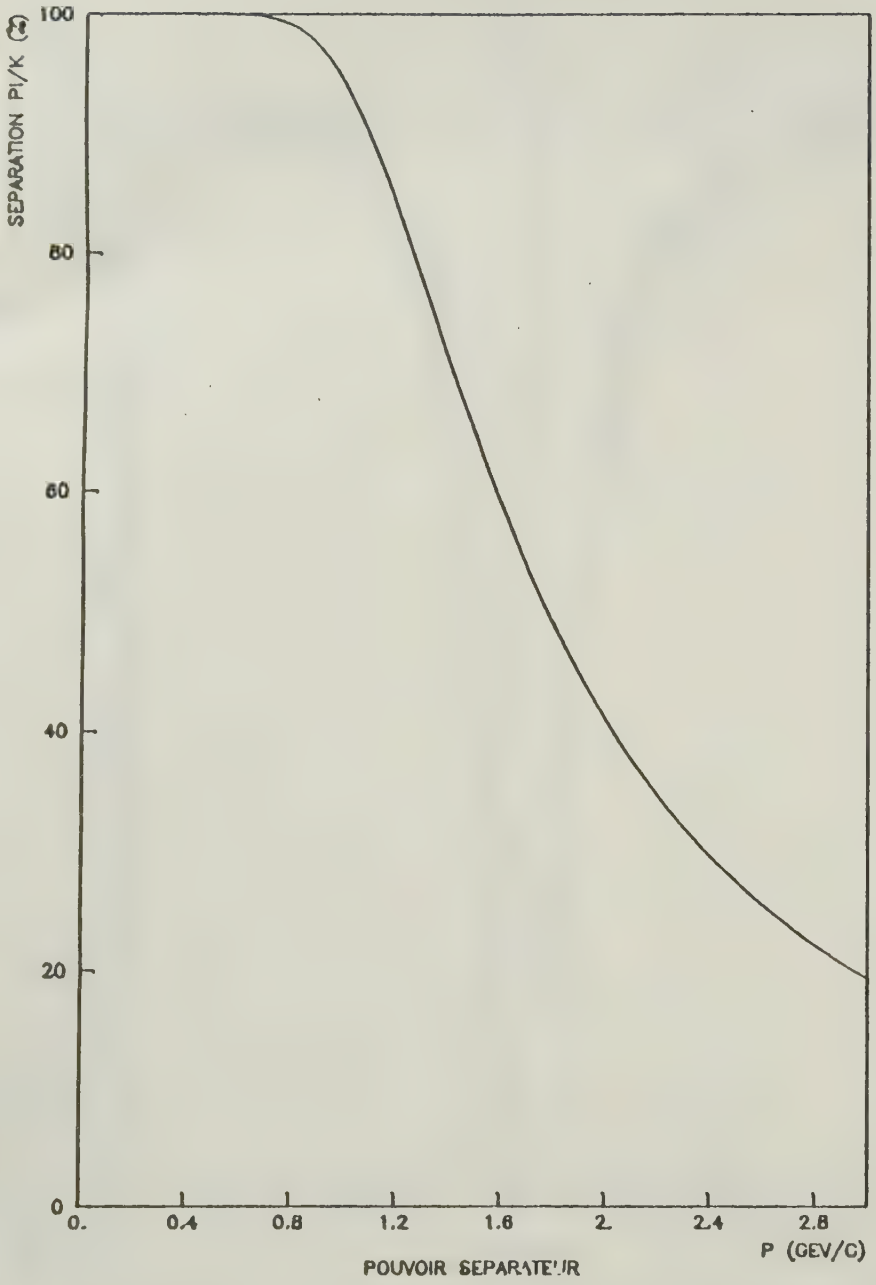


Figure V.26a

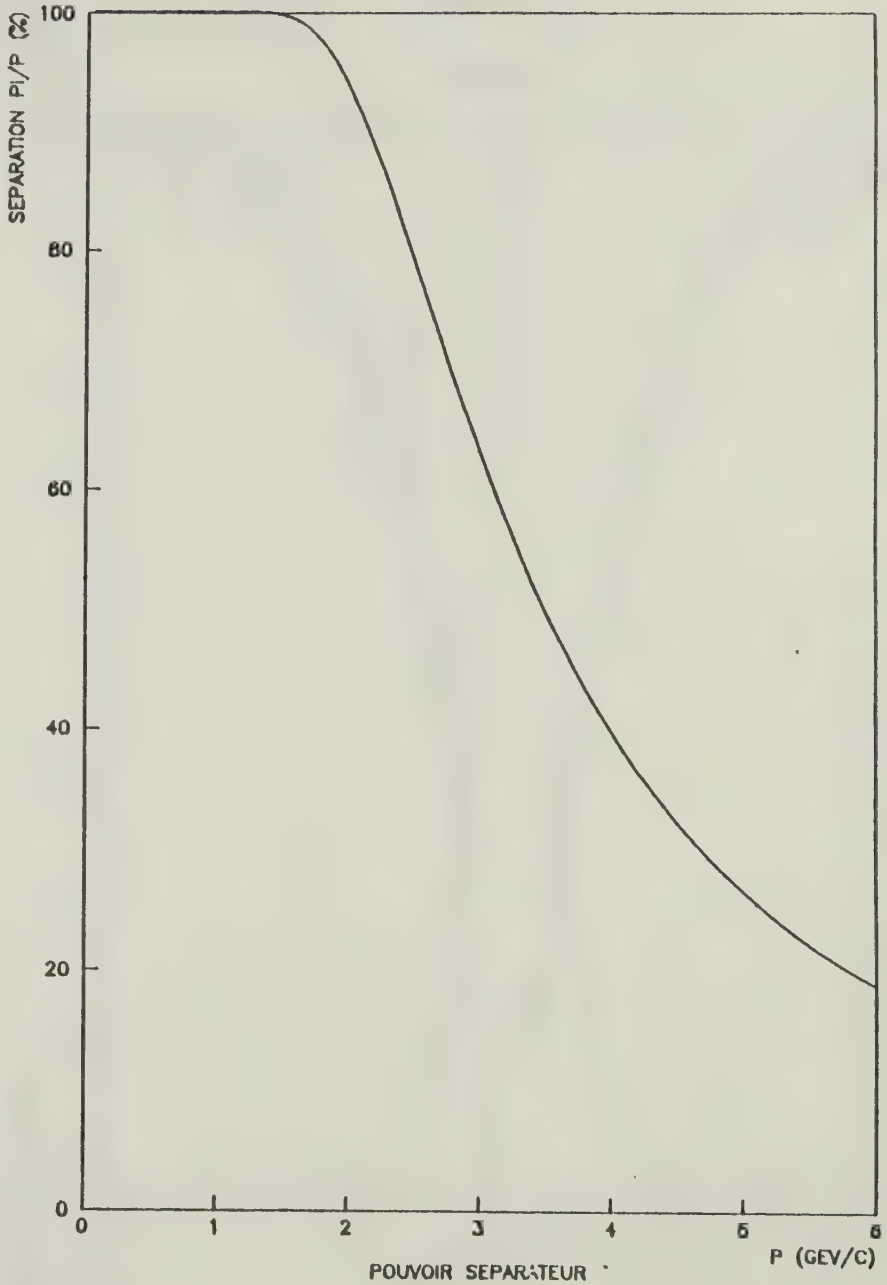


Figure V.26b

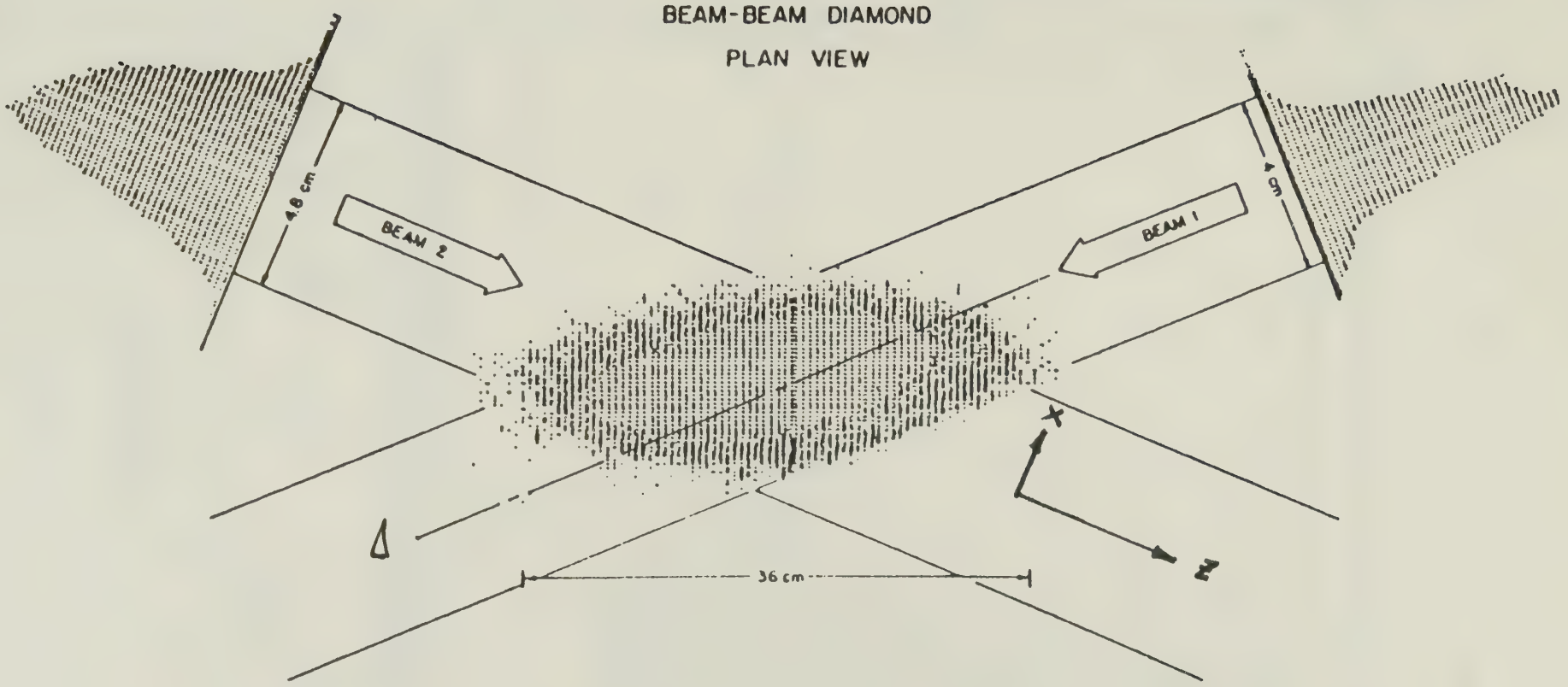


Figure V.27

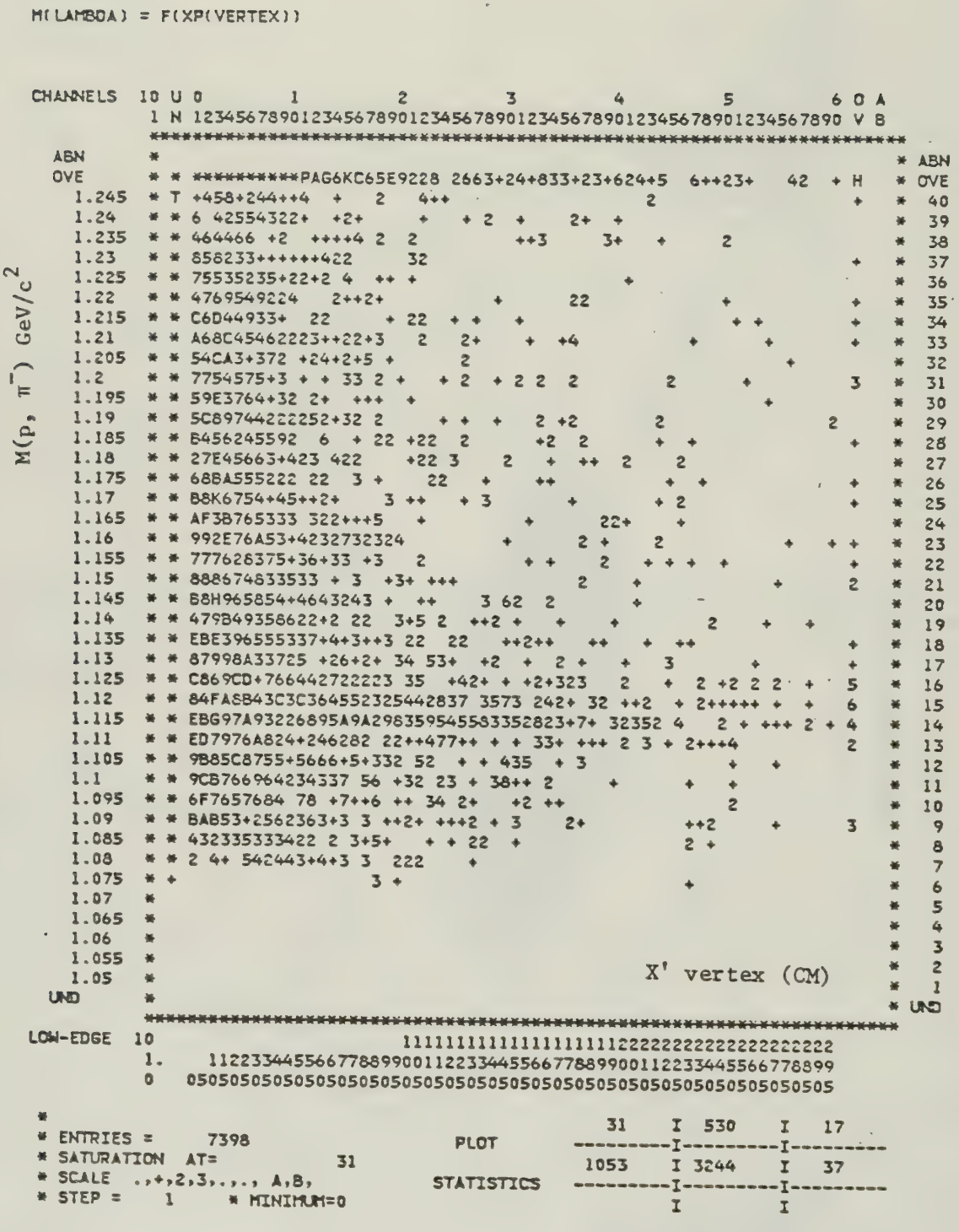

M(LAMBDA) = F(XP(VERTEX))
M(p, π⁻) GeV/c²
X' vertex (CM)
ENTRIES = 7398
SATURATION AT= 31
SCALE .,+,2,3,.,., A,B,
STEP = 1
MINIMUM=0
PLOT
STATISTICS

Figure V.28

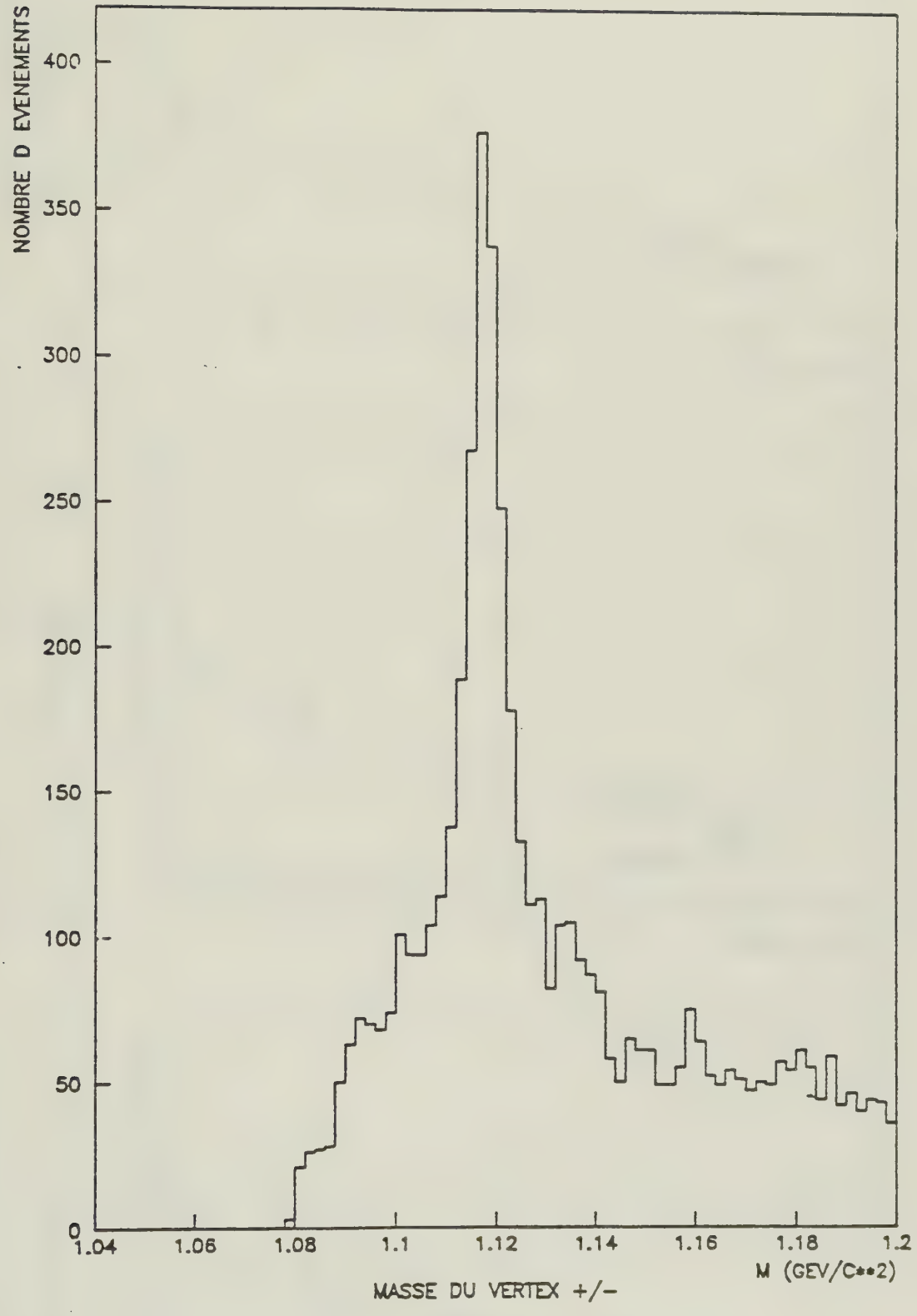

NOMBRE D EVENEMENTS
400
350
300
250
200
150
100
50
0
1.04
1.06
1.08
1.1
1.12
1.14
1.16
1.18
1.2
M (GEV/C**2)
MASSE DU VERTEX +/-

Figure V.29

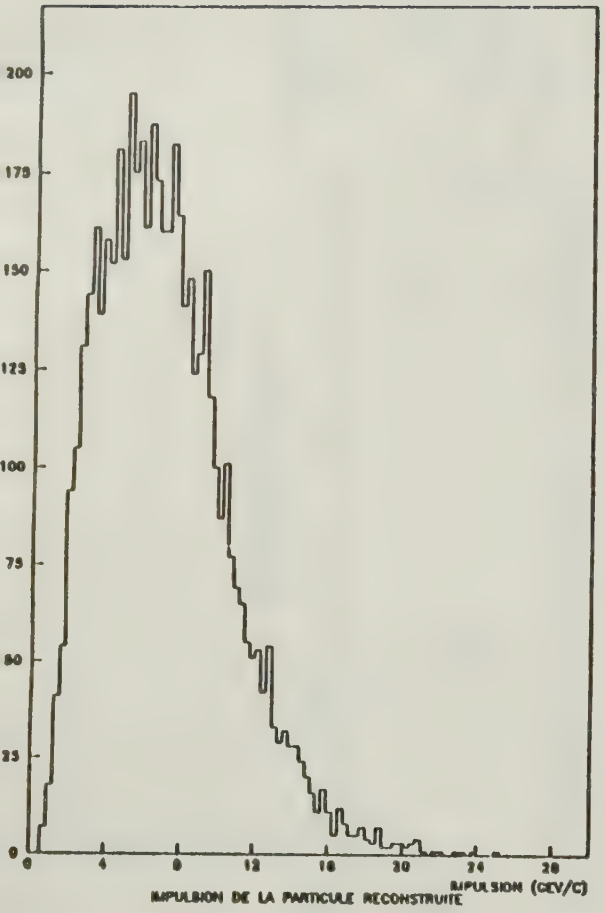


Figure V.30a

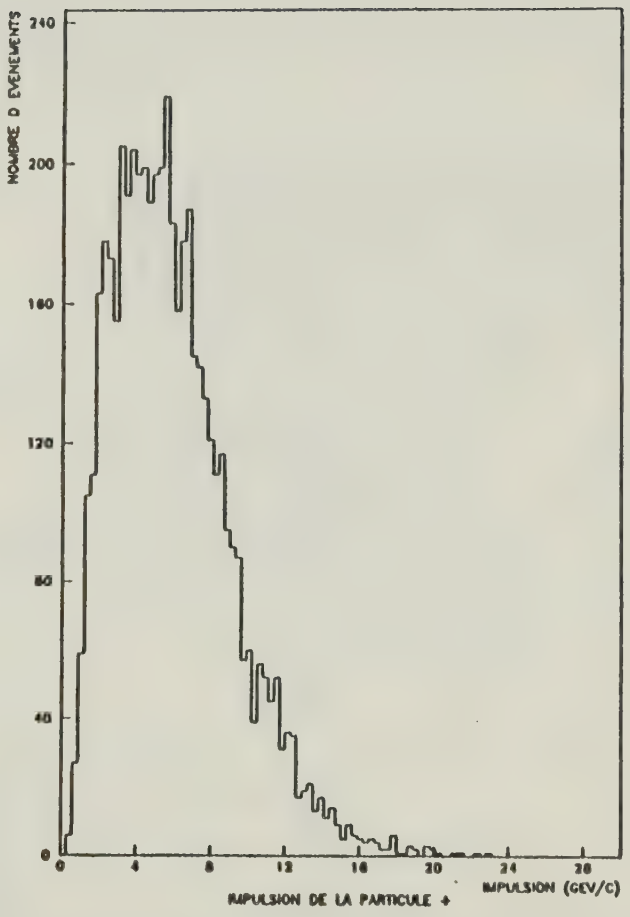


Figure V.30b

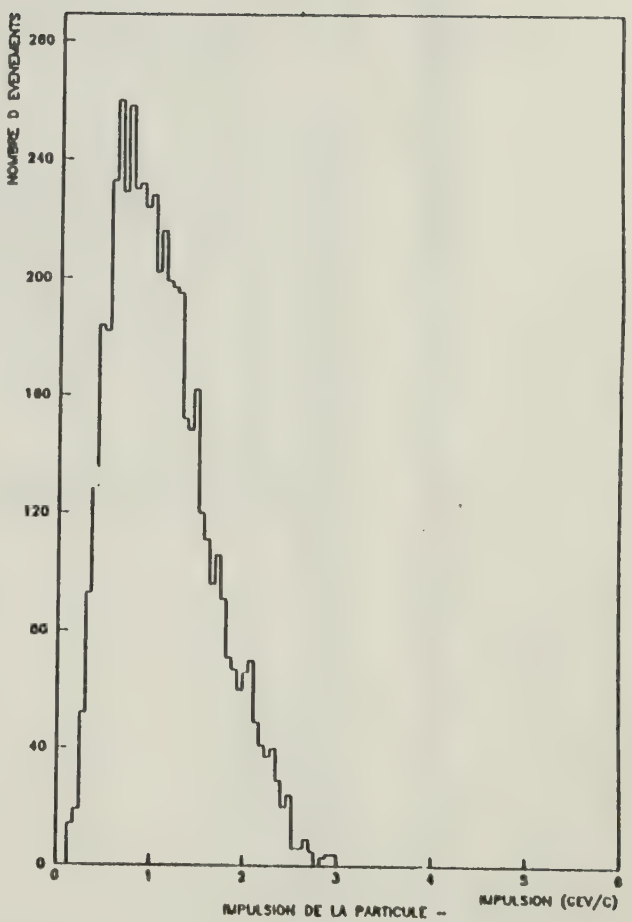


Figure V.30c

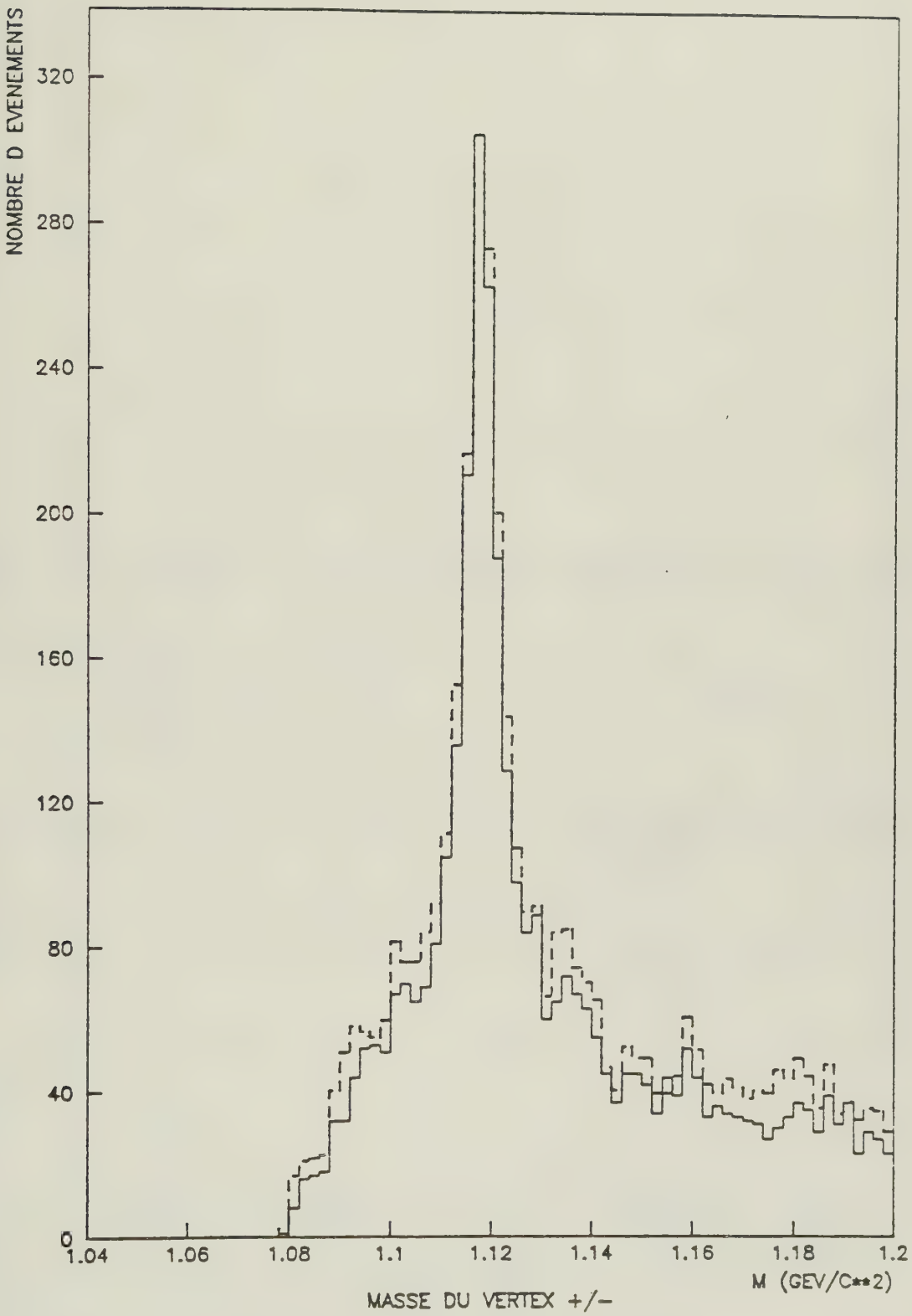

NOMBRE D EVENEMENTS
320
280
240
200
160
120
80
40
0
1.04
1.06
1.08
1.1
1.12
1.14
1.16
1.18
1.2
M (GEV/C**2)
MASSE DU VERTEX +/-

Figure V.31

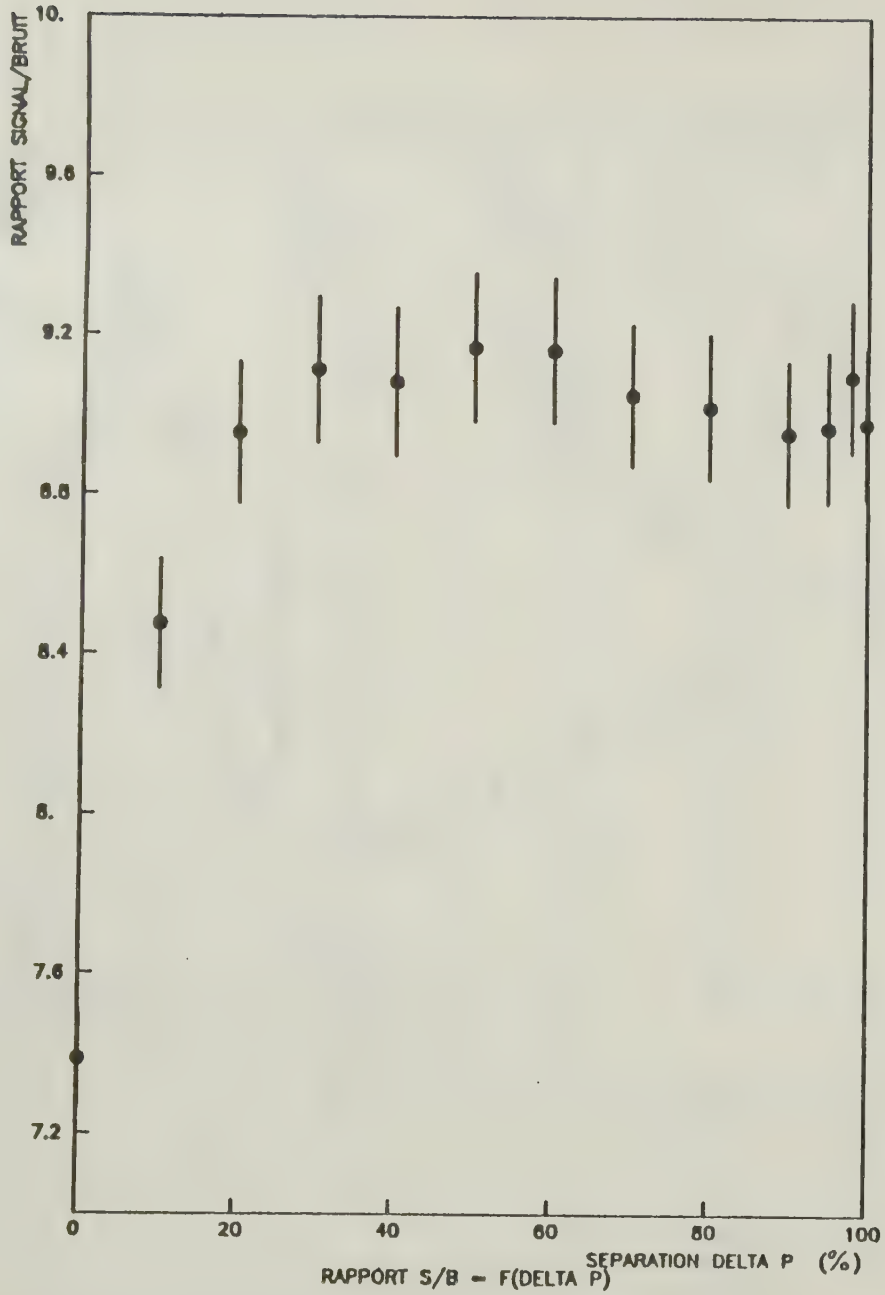


Figure V.32a

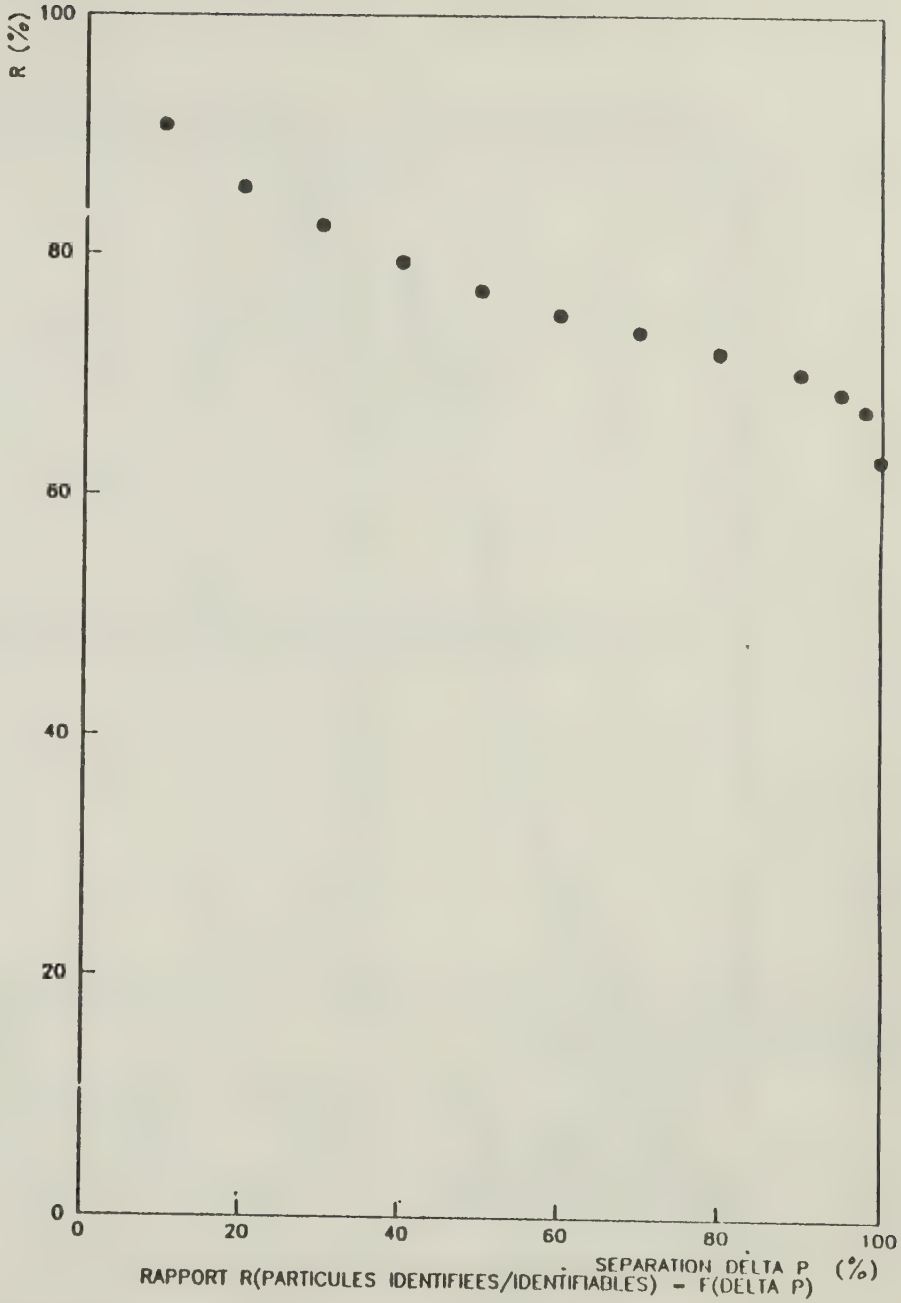


Figure V.32b

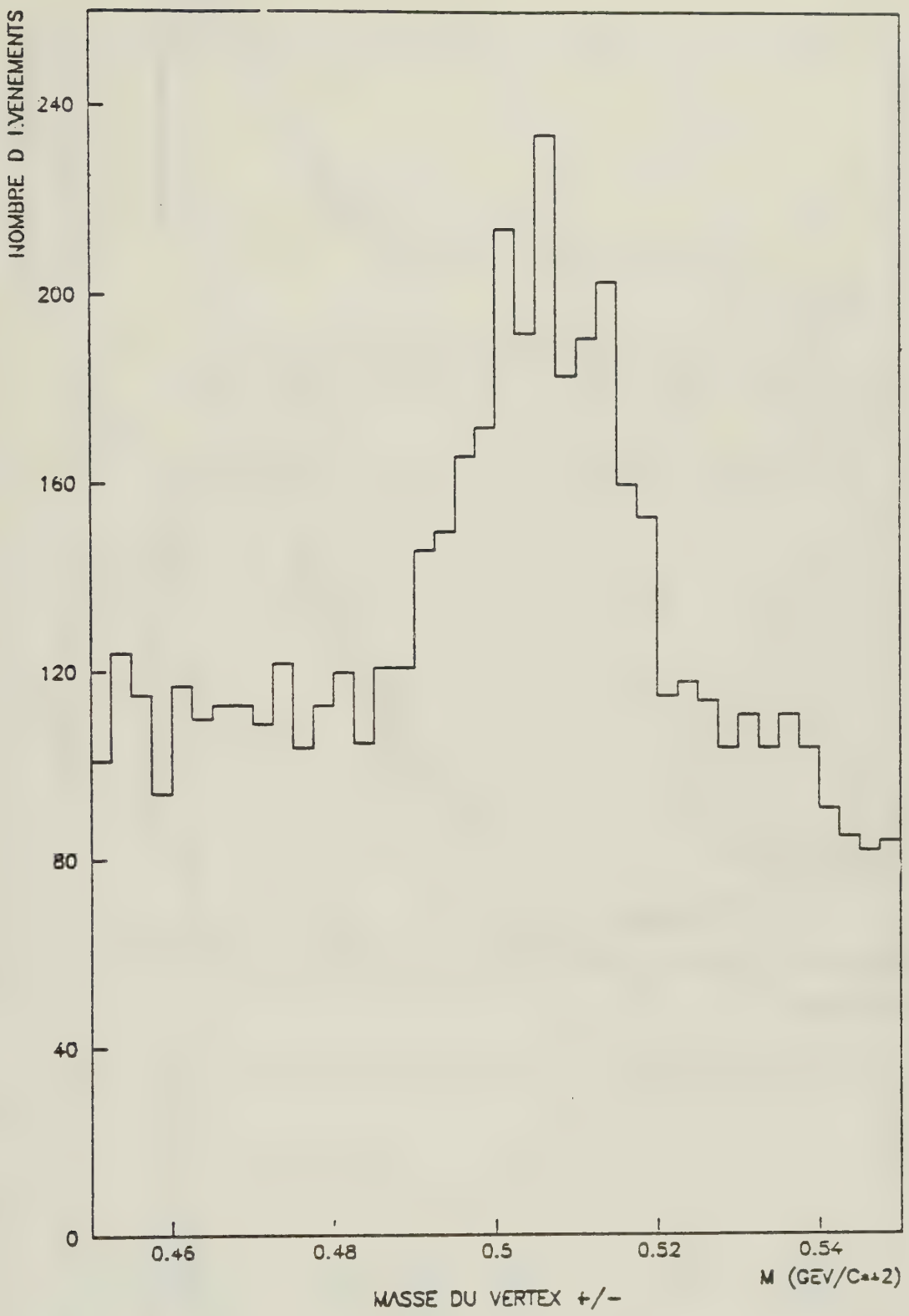

NOMBRE D EVENEMENTS
240
200
160
120
80
40
0
0.46
0.48
0.5
0.52
0.54
M (GEV/C**2)
MASSE DU VERTEX +/-

Figure V.33

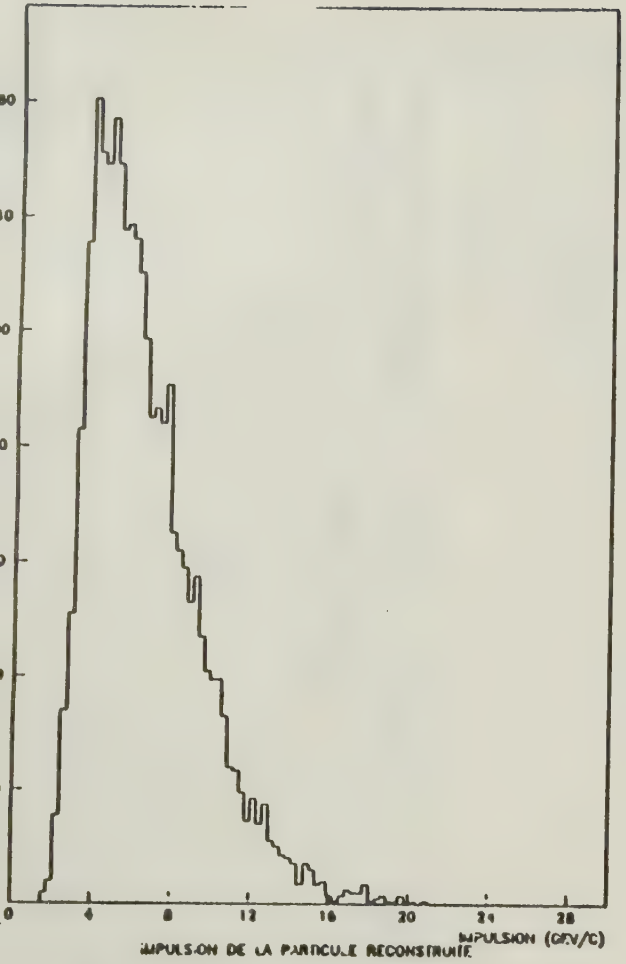


Figure V.34a

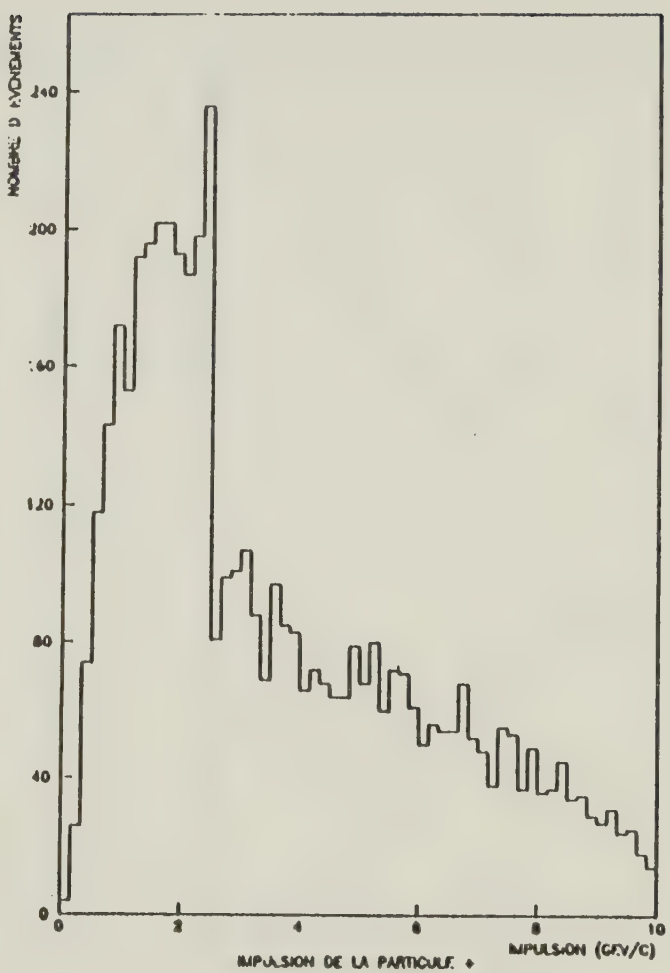


Figure V.34b

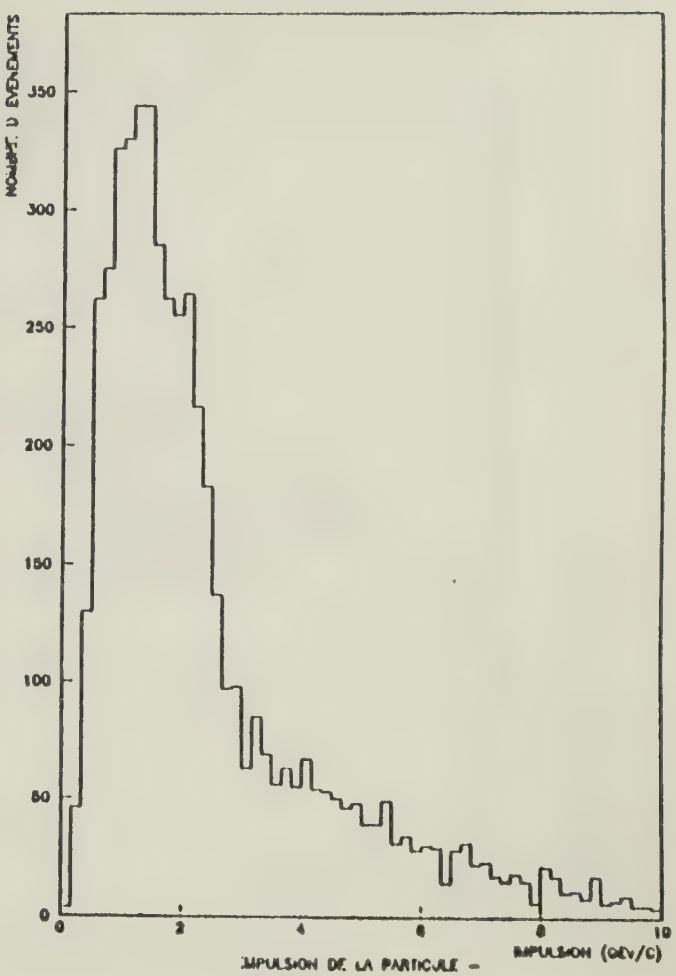


Figure V.34c

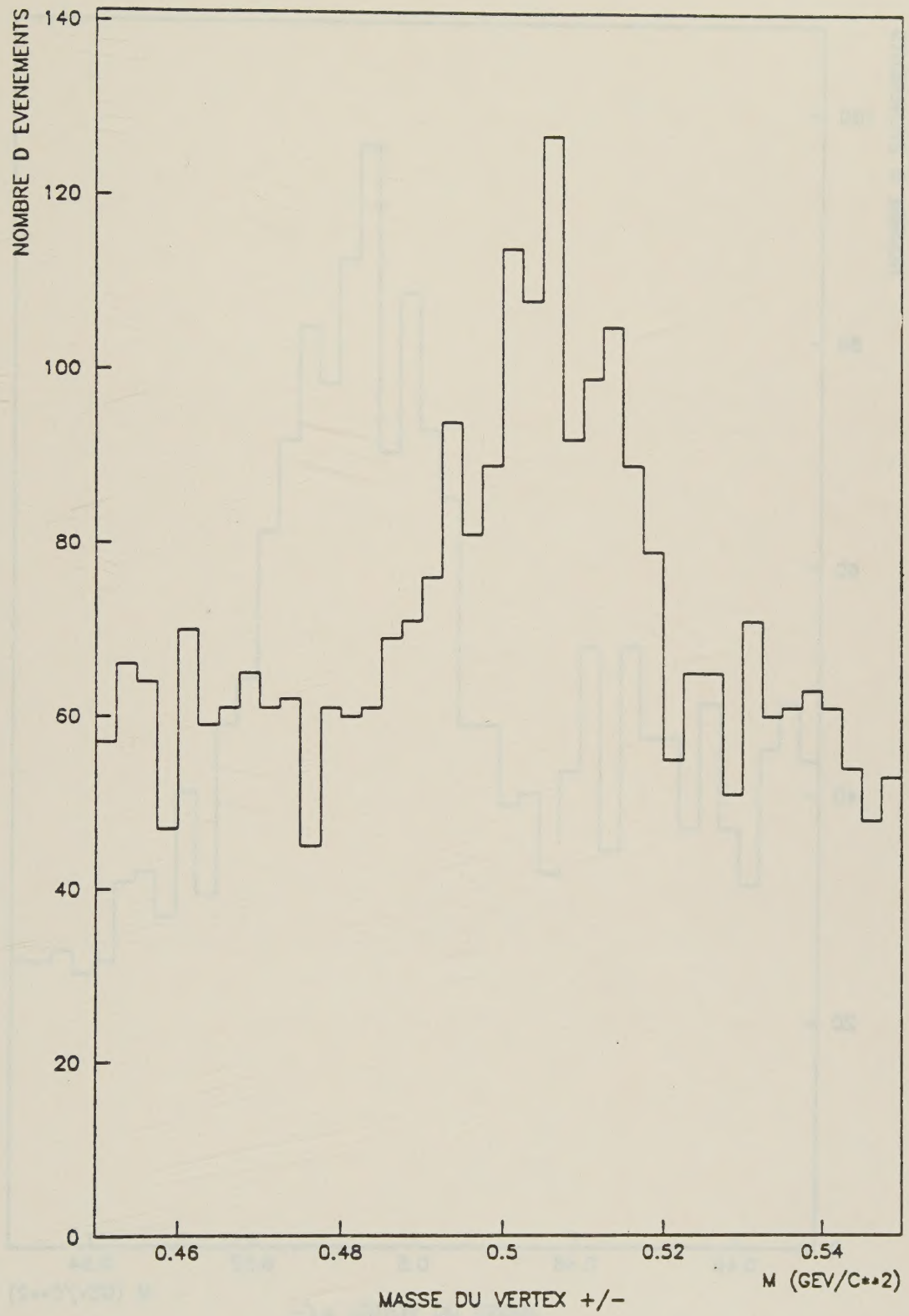

NOMBRE D EVENEMENTS
140
120
100
80
60
40
20
0
0.46
0.48
0.5
0.52
0.54
M (GEV/C**2)
MASSE DU VERTEX +/-

Figure V.35

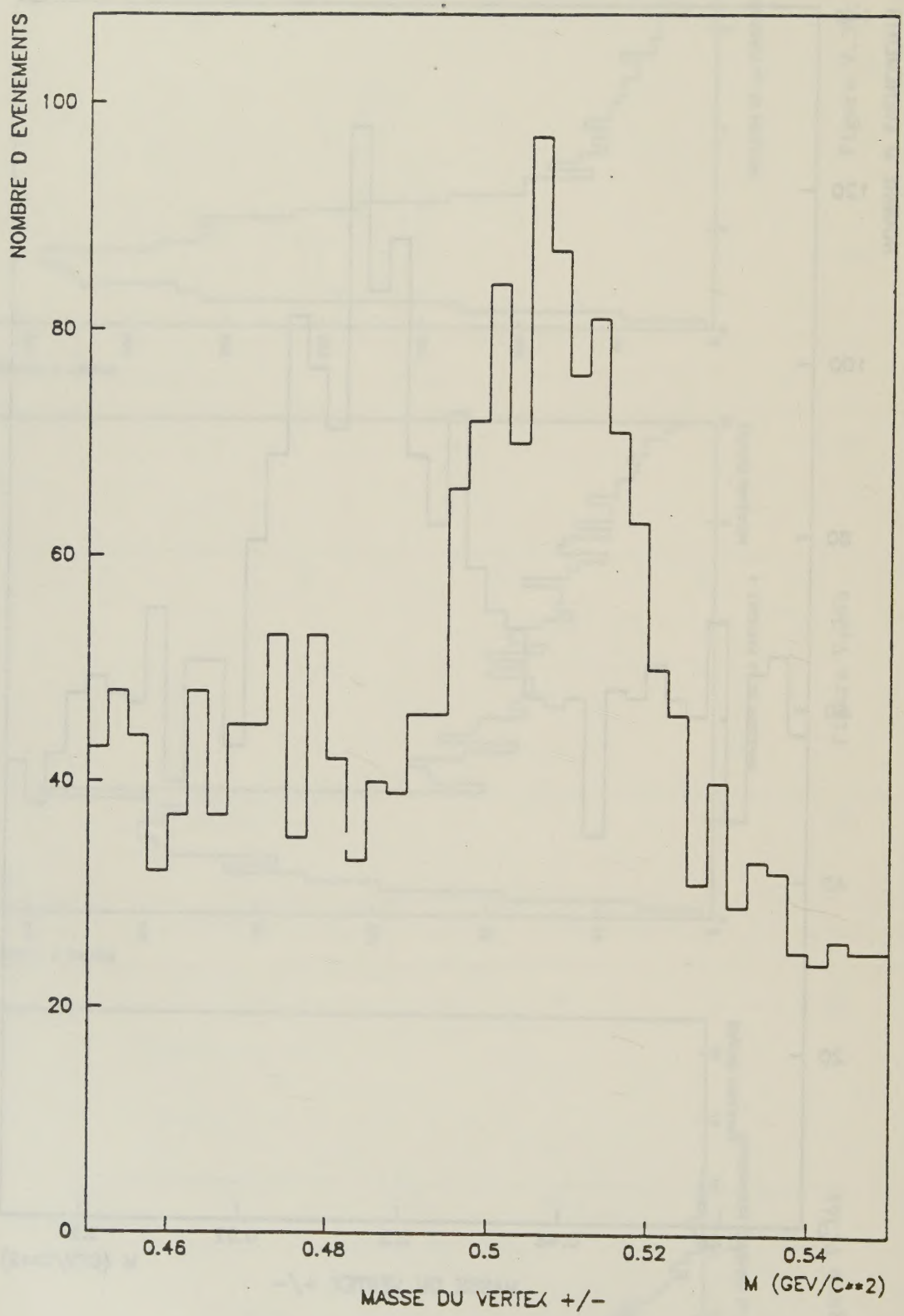

NOMBRE D EVENEMENTS
100
80
60
40
20
0
0.46
0.48
0.5
0.52
0.54
M (GEV/C**2)
MASSE DU VERTEX +/-

Figure V.36

Thèse de Doctorat de 3ème cycle

Michel TARARINE

Sujet : Etude des performances d'un système de mesure de temps de vol dans l'expérience R608

RESUME

La thèse présente l'étude des performances d'un système de mesure de temps de vol de particules chargées dans l'expérience R608 auprès des I.S.R. du CERN.

La méthode de calibration, permettant de transformer les informations électroniques recueillies en temps de vol (nanosecondes), est exposée en détail et conduit à l'évaluation des résolutions en temps et masse. Dans ce cadre, l'identification de particules (π, K, p) est discutée, ainsi que son influence sur la reconstruction de particules Λ° et K°_s.

En conclusion des possibilités d'amélioration pour ce système sont suggérées.

MOTS-CLES

Temps de vol, calibration, résolution (temps, masse), identification.